

Simulation und Charakterisierung eines neuartigen mikromechanischen elektrostatischen Aktors

Von der Fakultät Mathematik, Naturwissenschaften und Informatik
der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus-Senftenberg

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Master of Science

Bert Kaiser

geboren am 14. Januar 1987 in Dresden

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Dr. rer. nat. habil. Harald Schenk

Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Michael Bestehorn

Gutachter: Prof. Dr. mont. Mario Kupnik

Tag der mündlichen Prüfung: 19.02.2016

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Fraunhofer IPMS als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Projektgruppe Mesoskopische Aktoren und Systeme - MESYS. An dieser Stelle möchte ich all jene würdigen, die durch Diskussionen, Anmerkungen, Fragen und Rat zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Ganz besonders möchte ich Holger Conrad und Prof. Harald Schenk für die grundlegende Idee, die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit und das damit entgegengebrachte Vertrauen, für die zahlreichen Diskussionen sowie aller nicht explizit aufgeführter Unterstützung bedanken. Herzlichen Dank auch an Prof. Michael Besthorn und Prof. Mario Kupnik für die Anfertigung der Gutachten.

Mein ausgesprochen großer Dank gilt weiterhin Dr. Klaus Schimmanz für die ermöglichte Teilhabe an seinem enormen Erfahrungsreichtum, insbesondere bezüglich numerischen Simulationen und ebenso zudem ausdrücklich für die instantane Hilfsbereitschaft und erkenntnisreichen Diskussionen.

Dr. Sergiu Langa gebührt mein besonders großer Dank für die technologischen Arbeiten zur greifbaren Realisierung der Bauelemente sowie für die begleitenden fachlichen und erheiternden nicht fachlichen Diskussionen.

Besonders in der Anfangszeit der Promotion waren mir zahlreiche Diskussionen und Messungen ausgesprochen hilfreich, für welche ich Dr. Miriam Lenz ganz herzlich danke. Für Messungen und insbesondere für die Diskussionen zur Mechanik gebührt mein ausdrücklicher Dank Michael Stolz. Ganz herzlichen Dank an Dr. Matthieu Gaudet für die Unterstützung und Diskussion zur numerischen Simulation und zum analytischen Modell.

Namentlich möchte ich zudem Renate Werner, Dr. Vladimir Kalkovsky, Dr. André Claußner, Anne Kleiner, Thomas Graßhoff und Dr. Claus Lukat für die unkomplizierte, schnelle und stets zeitnahe Unterstützung danken.

Die immerwährend freundschaftliche, aufgeschlossene und ausgesprochen hilfsbereite Atmosphäre, insbesondere mit den genannten aber auch vielen ungenannten Kollegen innerhalb und außerhalb des Fraunhofer IPMS, hat die Erstellung der Arbeit erheblich befördert und teilweise überhaupt erst in diesem Rahmen ermöglicht. Ganz herzlichen Dank auch allen nicht namentlich genannten Unterstützenden dafür.

Abschließend danke ich meiner Frau Esther von ganzen Herzen für Ihre Unterstützung und Geduld, sowie die Schaffung des notwendigen Freiraumes zu allen Zeiten.

Inhaltsverzeichnis

Symbole und Abkürzungen	iv
Abbildungsverzeichnis	x
Tabellenverzeichnis	xii
1. Einleitung und Übersicht	1
1.1. Stand der Technik zu Antriebsprinzipien	2
1.1.1. Antriebsprinzipien für mikroelektromechanische Systeme	2
1.1.2. Beschreibung der Pull-In-Problematik	5
1.1.3. Lösungsansätze für die Pull-In-Problematik	6
1.2. Mögliche Anwendungsgebiete	9
1.3. Ziele und Gliederung der Arbeit	9
2. Grundlagen zum Verständnis der Modelle des neuartigen Aktors	11
2.1. Mechanische Eigenspannungen in Materialien	11
2.2. Elastostatik	12
2.3. Beschreibung eines Zweischnittaktors	16
2.3.1. Krümmung	16
2.3.2. Mechanische Energien	19
2.4. Physikalische Effekte zwischen Elektroden mit Potentialdifferenz	21
2.4.1. Tunneleffekt, Feldemission und Spannungsdurchbruch	21
2.4.2. Der quantenmechanische <i>Casimir</i> -Effekt	24
3. Beschreibung der neuartigen Aktorklasse	25
3.1. Aufbau und Prinzip der neuartigen Aktoren	25
3.2. Beschreibung des elektromechanischen Verhaltens	27
3.2.1. Der primäre Aktuationsmechanismus	27
3.2.2. Ersatzparameter	34
3.2.3. Skalierung	35
3.2.4. Sekundäre Aktuationsmechanismen	37
3.3. Energiebilanz, Effizienz und Effektivität	40
3.4. Elektrisches Ersatzmodell	44
4. Fertigung der neuartigen Aktoren	47
4.1. Übersicht möglicher Technologiekonzepte und deren Bewertung	47
4.2. Darstellung einer Technologie zur Fertigung der neuartigen Aktorklasse	55
4.3. Skalierbarkeit unter technologischen Aspekten	58
5. Simulation der neuartigen Aktorklasse	61
5.1. Finite Elemente Methode	61
5.2. Methodik und Modellaufbau	62
5.3. Kraftsummenproblematik	64
5.4. Konvergenzuntersuchung	65

5.5.	Modellvarianten	67
5.6.	FEM Berechnungsergebnisse	70
5.6.1.	Elektromechanischer Zusammenhang, Belastungen	71
5.6.2.	Einfluss der Eigenspannungen	75
5.6.3.	Ergebnisse zur parasitären elektrostatischen Anregung	76
5.6.4.	Thermomechanische Anregung	77
5.6.5.	Energieauswertung, Biegesteifigkeit, Spannungsabfall	78
5.6.6.	Zusammenfassung	81
5.7.	Optimierung	82
5.7.1.	Allgemeine Methodik	83
5.7.2.	Beschreibung und Ergebnisse: freie Geometrie	84
5.7.3.	Beschreibung und Ergebnisse: fertigbare Geometrie	86
5.8.	Weitere untersuchte Aktorgeometrien	89
5.9.	Zusammenfassung	92
6.	Charakterisierung gefertigter Aktoren zur Validierung der Modelle	93
6.1.	Digitales holografisches Mikroskop	94
6.2.	Überblick, Präparation und Messaufbau	94
6.3.	Varianten	96
6.4.	Ansteuerungsarten	97
6.5.	Ergebnisse eines Balkenaktors mit V-Geometrie	98
6.5.1.	Resonanzfrequenz	98
6.5.2.	Passive Krümmung	100
6.5.3.	Aktive Krümmung	102
6.5.4.	Charakterisierung von Aktorkraft und -steifigkeit	107
6.5.5.	Charakterisierung der Belastungsfähigkeit	109
6.5.6.	Parasitäre Stromflüsse	111
6.5.7.	Elektrische Kapazität des Aktors	113
6.6.	Weitere Geometrien	113
6.7.	Effizienz und Effektivität	116
6.8.	Zusammenfassung	117
7.	Anwendungsbeispiel der neuartigen Aktorklasse	119
7.1.	Anforderungen	119
7.2.	Beschreibung	120
7.3.	Ergebnisse und Erkenntnisse	123
7.4.	Zusammenfassung und Ausblick	126
8.	Zusammenfassung und Ausblick	129
	Literaturverzeichnis	131
	Publikationen	140
A.	Skalierung der Antriebsprinzipien	141
B.	Elastostatik	143
B.1.	Lösungen zum Kragbalken	143
B.2.	Zusammenhang zwischen Krümmung und Auslenkung eines Balkens . .	145
B.3.	Arbeitspunkt einer Aktor-Last-Konstellation	147

C. Anhang zum analytischen Modell	149
C.1. Ergänzungen zum Krümmungszusammenhang	149
C.2. Unterstützende Überlegungen für das Verständnis des analytischen Modells	149
C.3. Dissipative Energie	151
C.4. Spannungsabfall entlang eines Balkenaktors	151
D. Ergänzung zur Simulation	155
D.1. Verwendete Materialparameter	155
D.2. Grafiken zu Optimierungsergebnissen	157
Thesen	161

Symbole

Sofern nichts anderes im Kontext angegeben ist, gelten die folgenden Bedeutungen der Symbole:

A	Fläche
$A_{\text{el}}; A_{\text{s}}; A_{\text{a}}$	Elektrodenfläche; Querschnittsfläche Substrat / aktive Schicht
$a_{\text{vert/lat}}$	Auflösung vertikal/lateral
B	magnetische Flussdichte
Bi	<i>Biot-Zahl</i>
b	Breite
$b_{\text{s}}; b_{\text{a}}$	Breite Substrat / aktive Schicht
C	elektrische Kapazität (allgemein)
C_{el}	elektrische Kapazität des Elektrodenspalt
C_{par}	parasitäre elektrische Kapazität
C'_{par}	parasitärer elektrischer Kapazitätsbelag (Kapazität je Länge)
C_{th}	thermische Kapazität
C_{mm}	Kapazität eines 1 mm langen Aktorabschnittes
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit
c_{sp}	spezifische Wärmekapazität
d	Schichtdicke
$d_{\text{el}}; d_{\text{s}}; d_{\text{a}}$	Grundabstand Elektroden; Dicke Substrat / aktive Schicht
d_{h}	Höhendifferenz
$d_{\text{s,aeq}}; d_{31,\text{aeq}}$	äquivalente Substratdicke; äquivalentes Dehnungsmodul
$d_{31}; d_{33}$	Dehnungsmodul senkrecht / parallel zur Schichtdicke (Piezoaktor)
d_{TR}	Abstand zwischen Aktor und umgebenden Rahmen
E	Elastizitätsmodul
E_{diss}	dissipierte Energie
E_{el}	elektrische Gesamtenergie
$E_{\text{el,akt}}; E_{\text{el,par}}$	elektrische Energie Aktor / parasitäre Felder
E_{feld}	elektrische Feldstärke
E_{ges}	Energie in allen Domänen (Gesamtenergie)
$E_{\text{m}}; E_{\text{m,s}}; E_{\text{m,a}}$	mechanische Energie Gesamt / Substrat / aktive Schicht
E_{e}	Energie des Elektrons
$E_{\text{s}}; E_{\text{a}}$	Elastizitätsmodul Substrat / aktive Schicht
$E_{\kappa}; E_{\kappa,2\text{PB}}$	potentielle mechanische Energie reine Biegung / Zweipunktbiegung
$E_{\varepsilon_{\text{zsa}}}$	mechanische Energie (Anteil homogene Dehnung des Querschnitts)
e_{th}	thermomechanische Empfindlichkeit
EI	Biegesteifigkeit
F	Kraft

$F_c; F_{el}$	Casimir-Kraft; elektrostatische Kraft
$F_L; F_{th}; F_{piezo}$	Lorentz-Kraft; thermische Kraft; Kraft eines Piezoaktors
$F_a; F_F; F_{ggw}$	Aktorkraft; Federkraft; Gleichgewichtskraft
$f_g; f_{res,m}$	Grenzfrequenz elektrische Domäne; mechanische Resonanzfrequenz
f_k	Korrekturfaktor zur Berücksichtigung inhomogener Längsschnitte
$f_{res}; f_{mess}$	Resonanzfrequenz; Messfrequenz
G	Schubmodul
h	Höhe der Barriere bei Feldemission
I	Flächenmoment zweiten Grades
I_{el}	elektrischer Strom
j	elektrische Stromdichte
K	Proportionalitätsfaktor
$k_a; k_f; k_{f,y}$	Federsteifigkeit Aktor / Feder / Feder senkrecht zur Längsachse
k_B	Boltzmann-Konstante
\mathbf{L}	Spaltenvektor der Lösung zu den Reaktionsgrößen
l	Länge
$l_b; l_s; l_z$	Länge Balken / Balkenaktor; (mittlere) Länge Abstandshalter; aktive Länge Aktorzelle
$l_1; l_2$	Abschnittslängen (Optimierungsparameter)
M	mechanisches Moment
$M_{zsa}; M_{aeq}$	mechanisches Moment Zweischichtaktor / Äquivalent
m	Masse des Elektrons
n	Anzahl
P	elektrische Leistung
$P_0; P_1; P_2$	Koeffizienten Polynom Auslenkungs-Spannungs-Kennlinie
p_c	Casimir-Druck
$par1; par2$	verallgemeinerte Parameter in der Optimierung
Q	Güte eines dynamischen Systems (Resonanzüberhöhung)
$q_{el,par}$	längenbezogene parasitäre elektrostatische Kraftwirkung
$q_{1/2}$	elektrische Ladung
R	elektrischer Widerstand
R^2	korrigiertes Bestimmtheitsmaß (Regression)
$R_{oe}; R_{ue}$	elektrischer Widerstand obere / untere Elektrode
R_{par}	Ersatzwiderstand parasitärer Stromflüsse
R_{th}	thermischer Widerstand
R_{vor}	elektrischer Vorwiderstand
r	Abstand zweier Ladungen
rF	relative Luftfeuchte
\mathbf{r}	Spaltenvektor der rechten Seite eines linearen Gleichungssystems
\mathbf{S}	Koeffizientenmatrix eines linearen Gleichungssystems
s	dimensionsloser Faktor (Skalierung)
T	Temperatur

$T_U; T_K$	Temperatur Umgebung / Aktor
t	Zeit (allgemein)
t_a	Abklingzeit bei Strom-Spannungs-Messungen
U	elektrische Spannung
$U_c; U_{db}$	äquivalente Spannung aufgrund <i>Casimir</i> -Effekt; Durchbruchspannung
$U_{PI}; U_q$	Pull-In-Spannung; elektrische Antriebsspannung der äußeren Quelle
$U_{vs}; U_=-$	Ersatzspannung innerer Ladungen; Summe der Gleichanteile einer Spannung
u	Unsicherheit des Parameters im Index
V	Volumen
V_0	Vergrößerungsfunktion
$v_{l:d}$	Verhältnis Länge : Dicke
v_b	Verhältnis Breiten aktive : passive Schicht
v_d	Verhältnis Dicken aktive : passive Schicht
v_E	Verhältnis Elastizitätsmoduln aktive : passive Schicht
W	mechanische Arbeit
$W_{el}; W_A$	Arbeit im elektrischen Feld; Austrittsarbeit
$W_a; W_f$	Aktorarbeit; Federarbeit
w	Auslenkung in z-Richtung
$w_{kr}; w_{ggw}; w_{max}$	kritische Auslenkung; Gleichgewichtsauslenkung; maximale Auslenkung
$z_{sp}; z_{nf}$	Lage Schwerpunkt / neutrale Faser
α_ε	thermischer Ausdehnungskoeffizient
α_{konv}	Wärmeübergangskoeffizient Konvektion
β	Überhöhungsfaktor des elektrischen Feldes
γ	Scherwinkel
γ_A	Effektivität als Verhältnis von Nutzenergie zu Fläche der lateralen Ausdehnung
$\dot{\gamma}$	Scherrate
Δ	Differenz gleichartiger Größen
ε	Permittivität oder mechanische Dehnung
$\varepsilon_0; \varepsilon_r,$	Permittivität des Vakuums: relative Permittivität
ε_s	Emissionsgrad
ζ	Kehrwert der doppelten Güte eines Feder-Masse-Dämpfersystems
η	Effizienz als Verhältnis Nutzen : Aufwand
η_m	mechanische Effizienz
η_d	dynamische Viskosität
η_f	Verhältnis Messfrequenz : Resonanzfrequenz (meist erste Schwingform)
Θ	mechanischer Auslenkwinkel
ϑ	Temperatur
κ	Krümmung
$\kappa_{zsa}; \kappa_{th}; \kappa_0$	Krümmung Zweischichtaktors / thermisch; Vorverkrümmung

κ_ν	Faktor zur Berechnung von Eigenwerten
λ_{Si}	Wärmeleitfähigkeit im Silizium
μ_g	Gleitreibungskoeffizient
ν_s	Querkontraktionszahl
ρ	Dichte
ρ_{el}	spezifischer elektrischer Widerstand
σ	mechanische Normalspannung
$\sigma_{\text{in}}; \sigma_{\text{in},0}; \sigma_{\text{grad}}$	mechanischen Eigenspannung allgemein / konstanter Anteil / graduel- ler Anteil
$\sigma_{\text{th}}; \sigma_1$	thermisch induzierte mechanische Spannung; Hauptnormalspannung
τ	Scherspannung
τ_{f}	Scherspannung im Fluid
τ_g	Zeitkonstante des Aktors (elektrische Domäne)
$\varphi; \varphi_{\text{aeq}}$	Geometriewinkel / äquivalenter Geometriewinkel der aktiven Schicht / Elektrode

Abkürzungen

2PB	Lastfall Zweipunktbiegung eines Balkens
ANSYS	Finite-Elemente-Simulations-Programm
AP	Arbeitspunkt
APDL	ANSYS Parametric Design Language
BOX	engl.: buried oxide, dt.: vergrabenes Oxid
BSOI	engl.: bonded silicon on Insulator, dt.: Siliziumscheibe mit vergrabener Oxidschicht
CMA-ES	engl.: covariance matrix analysis evolution strategy, dt.: Evolutionsstrategie auf Basis der Kovarianzmatrix
CMOS	engl.: complementary metal-oxide-semiconductor, dt.: komplementäre Metalloxid-Halbleiter
COMSOL	Finite-Elemente-Simulations-Programm
DEAP	engl.: distributed evolutionary algorithms in python, dt.: verteilte evolutionäre Algorithmen in [der Programmiersprache] Python
DHM	digitales holografisches Mikroskop
DIL	engl.: dual in-line package, dt.: Gehäuse mit zweireihiger Ausführung der Kontaktbeine
DRIE	engl.: deep reactive ion etching, dt.: reaktives Ionentiefenätzen
FEM	Finite Elemente Methode
FET	Feld-Effekt-Transistor
FIB	engl.: focused ion beam, dt.: fokussierter Ionenstrahl; Technik zur Anfertigung von Ionenstrahlschnitten
FIB DAC	engl.: focused ion beam differential analysis correlation, dt.: fokussierter Ionenstrahl für differentielle Korrelationsanalyse (Analyse von Dünnschichten); auch engl.: slitting method
IPMS	Fraunhofer-Institut für Photonische Mikrosysteme
LA	langsame Achse im Projektionssystem
LIGA	Lithografie und Galvanische Abformung
LinScan	Technologie zur Herstellung quasistatischer MEMS-Kippspiegel
LPCVD	engl.: low pressure chemical vapour deposition, dt.: chemische Niederdruck Gasphasenabscheidung
MEMS	Mikroelektromechanische Systeme
MFS	engl.: Multi-Field-Solver, dt.: Multi-Domänen-Löser
mfR	mit festem Rahmen (Aktorvariante)
mNED	mit neuartigen Aktorprinzip (Aktorvariante)
MIMO	engl.: multiple input multiple output, dt.: Antennenfelder
NED	engl.: nanoscopic electrostatic drive, dt.: nanoskaliger elektrostatischer Antrieb; in dieser Arbeit beschriebenes neuartiges Aktorkonzept
NEMS	Nanoelektromechanische Systeme in Anlehnung an MEMS
NIL	Nanoimprintlithografie
NPL	Nanoprägelithografie
OE	obere Elektrode [des Aktors], weitere Varianten: UE und OEUE
ofR	ohne festen Rahmen (Aktorvariante)
oNED	ohne neuartiges Aktorprinzip (Aktorvariante)
PECVD	engl.: plasma enhanced chemical vapour deposition, dt.: plasmagestützte chemische Gasphasenabscheidung

PolyMUMPS	Verfahren zu Herstellung von Polysiliziumstrukturen
PZT	Blei-Zirkonat-Titanat; piezoelektrisches Material
REM	Rasterelektronenmikroskop
RIE	engl.: reactive ion etching, dt.: reaktives Ionenätzen
SA	schnelle Achse im Projektionssystem
SMU	engl.: source measure unit, dt.: Energiequelle mit integrierter Messeinheit
SOI	engl.: silicon on insulator, dt.: Silizium auf Isolator; Bezeichnung für die aktive Siliziumschicht eines BSOI-Substrates
TEOS	Tetraethylorthosilikat (Chemikalie zur Erzeugung von Siliziumoxid)
TMAH	Tetramethylammoniumhydroxid (Chemikalie zur anisotropen Ätzung von Silizium)
UE	untere Elektrode [des Aktors], weitere Varianten: OE und OEUE
USG	undotiertes Silikatglas

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Darstellungen zum Pull-In-Effekt	4
2.1.	Schema eines Balkens	13
2.2.	Schema eines Zweischichtaktors	17
2.3.	Zusammenhänge am Zweischichtaktor	18
3.1.	Schematische Darstellung eines Balkenaktors mit Λ -Geometrie	26
3.2.	Darstellung einer Aktorzelle und Tragwerkknäherung	29
3.3.	Gegenüberstellung von Ergebnissen der numerischen Simulation und des vorgestellten Tragwerkmodells	33
3.4.	Qualitative Untersuchungen zur Skalierung des primären Aktoreffektes	37
3.5.	Schematische Darstellungen zu Balkenaktoren	38
3.6.	Effizienzen am Beispiel eines Piezoaktors	43
3.7.	Elektrisches Ersatzschaltbild einer Aktorzelle	45
4.1.	Schematische Darstellungen zu den Technologiekonzepten	54
4.2.	Prozessablauf einer Technologie zur Fertigung der neuartigen Aktorklasse	57
5.1.	Darstellung zum FEM-Standardmodell	64
5.2.	Konvergenzanalyse	67
5.3.	Darstellung zur FEM-gestützten Berechnung der Randfelder	70
5.4.	Darstellung der V-Geometrie im Simulationsmodell	71
5.5.	Zusammenhänge aus FEM-Ergebnissen für die V-Geometrie	72
5.6.	Konturgrafiken zur FEM-Simulation der V-Geometrie	74
5.7.	Einfluss der Eigenspannungen im 2D Modell	77
5.8.	Einfluss der Eigenspannungen im 3D Modell	78
5.9.	Ergebnisse zur parasitären elektrostatischen Anregung	79
5.10.	Zusammenhang zwischen Effizienz und Antriebsspannung	80
5.11.	Darstellungen zur Ergebnisprüfung in der Optimierung	85
5.12.	Optimierungsergebnisse zur freien Geometrie: phänomenologische Darstellung	86
5.13.	Optimierungsergebnisse zur fertigbaren Geometrie: phänomenologische Darstellung	88
5.14.	Optimierungsergebnisse zur fertigbaren Geometrie: Parameterdarstellung	89
6.1.	Beispiel untersuchter Strukturen	93
6.2.	Mikroskopbild in Draufsicht eines Aktors	95
6.3.	Prinzipieller Messaufbau bei der Charakterisierung	96
6.4.	Übersicht zu den Varianten eines Bauelements	97
6.5.	Übersicht der Ansteuerungsarten eines gefertigten Balkenaktors	97
6.6.	Schnittbild der V-Geometrie	99
6.7.	Frequenzantwortkurve eines Balkenaktors	100
6.8.	Passive Krümmung der oberen Elektrode	103
6.9.	Krümmungs-Spannungs-Zusammenhang eines Balkenaktors	104

6.10. Ergebnisse zur thermischen Anregung der Aktoren	106
6.11. Übersicht zur Charakterisierung von Aktorkraft und -steifigkeit	108
6.12. Messungen zur Aktorsteifigkeit und -kraft	108
6.13. Darstellungen zur Charakterisierung parasitärer Stromflüsse	112
6.14. Messungen zum Einfluss der Atmosphäre auf elektrische Kennlinien	113
7.1. Darstellungen zum Kippspiegeldemonstrator	120
7.2. Details zum Kippspiegeldemonstrator der zweiten Generation	123
7.3. Aufnahmen des Kippspiegeldemonstrators der ersten Generation	124
7.4. Charakterisierung Kippspiegeldemonstrator	126
B.1. Lastfälle eines Kragbalkens	143
B.2. Schema zur Näherung der Krümmung anhand der Auslenkung	146
B.3. Schematische Darstellung einer Aktor-Last-Konstellation	147
B.4. Arbeitspunkt einer Aktor-Last-Konstellation	148
C.1. Ergebnisse eines reduzierten Tragwerkmodells	150
C.2. Modell zur Abschätzung des Spannungsabfalls entlang eines ausgedehnten Aktors	152
D.1. Darstellung mechanischer Eigenspannungen	157
D.2. Grafiken der Optimierungsdurchläufe mit variierter Substratdicke einer fertigbaren Geometrie	158
D.3. Grafiken der Optimierungsdurchläufe zum Einfluss der Zelllänge	159
D.4. Grafiken der Optimierungsdurchläufe mit variierter Elektrodendicke und variierter Antriebsspannung (fertigbares Modell)	159
D.5. Grafiken der Optimierungsdurchläufe und offensichtliche Parameterkorrelationen	160

Tabellenverzeichnis

1.1.	Übersicht der Antriebsprinzipien	5
1.2.	Übersicht der Lösungsansätze zur Pull-In-Problematik	8
4.1.	Übersicht der Technologiekonzepte	53
5.1.	Übersicht der Randbedingungen	68
5.2.	Übersicht von Simulationsergebnissen zur <i>Maxwell</i> -Anregung	73
5.3.	Weitere mithilfe der FEM untersuchter Geometrien	91
6.1.	Übersicht der Aktorvarianten in der Charakterisierung	96
6.2.	Übersicht der Anteile der Aktuationsmechanismen am Koeffizient P_2 für das Beispiel der V-Geometrie	106
6.3.	Übersicht der gefertigten Geometrien	115
7.1.	Übersicht Zielparameter Demonstrator	120
7.2.	Übersicht elektrostatischer Kippspiegelbauelemente	127
D.1.	Übersicht der verwendeten Materialparameter	155
D.2.	Übersicht der verwendeten Werte für Eigenspannungen	156

1. Einleitung und Übersicht

Mikroelektronische und mikromechanische Bauteile sind in unserer modernen Welt allgegenwärtig. Dies ist unter anderem auf die mit der Miniaturisierung verbundenen Vorteile wie Energieeinsparung und Mobilität zurückzuführen. Als Mikroelektromechanische Systeme (MEMS) werden miniaturisierte Bauelemente bezeichnet, die elektrische und mechanische Komponenten enthalten. Solche MEMS werden als Wandler von elektrischen in nicht elektrische Größen und umgekehrt, das heißt als Sensoren und Aktoren, eingesetzt. Ein Anwendungsbeispiel sind Inertialsensoren zur Bestimmung der Lage und Lageänderung wie sie in mobilen Geräten und in der Automobilindustrie in großem Umfang verbaut werden. MEMS-Aktoren werden als Schalter, Ventile und Pumpen eingesetzt. Wird mithilfe der MEMS die Modulation von Licht oder dessen Ausbreitung realisiert, so wird spezieller auch von mikrooptoelektromechanischen Systemen (MOEMS) gesprochen. Am Fraunhofer Institut für Photonische Mikrosysteme (Fraunhofer IPMS) in Dresden werden diese MOEMS-Aktoren unter anderem für Anwendungen in der Kommunikation, Projektion, Halbleiterfertigung und Analyse entwickelt und gefertigt.

Ein wichtiges Ausgangs- und Trägermaterial für die MEMS sind Scheiben aus einkristallinem Silizium, welches sich aufgrund seiner herausragenden mechanischen Eigenschaften besonders eignet [1]. Als Halbleiter lässt sich dessen Leitfähigkeit durch Dotierung gezielt beeinflussen. Damit sind die Voraussetzungen für die Umsetzung eines Aktors auf Basis des elektrostatischen Prinzips gegeben. Dieser ist wegen seiner guten Integrierbarkeit und der vorteilhaften Skalierung (s. folgender Abschnitt) der favorisierte Antrieb für Bauelemente im MEMS-Bereich. Durch verschiedene Geometrien und Anordnungen der Elektroden des Antriebs lassen sich Bewegungen sowohl innerhalb als auch aus der MEMS-Ebene heraus, welche parallel zur Scheibenoberfläche verläuft, realisieren [2, 3, 4].

Die elektrostatischen Antriebe weisen jedoch eine für sie charakteristische und einschränkende Problematik auf. Bei einer Bewegung der Elektroden aufeinander zu in Abhängigkeit einer gesteuerten elektrischen Antriebsspannung besteht eine Beschränkung des Verfahrensweges durch den Pull-In-Effekt (zu dt. etwa: Schnappeffekt). Dieser Effekt tritt bei parallelen Elektroden und linearer Gegenkraft auf, wenn sich die Elektroden auf zwei Drittel des ursprünglichen Abstandes angenähert haben. Eine weitere Annäherung fällt dann schlagartig und damit unkontrolliert aus. Nach *Zhang et al.* [5] ist die Pull-In-Problematik die Hauptursache für das Versagen von MEMS. Zudem kann einzig ein Drittel des Elektrodenabstandes für eine kontrollierte Bewegung genutzt werden. In der Praxis reduziert sich dieser theoretische Wert oft weiter auf ein Viertel bis ein Fünftel und stellt damit eine erhebliche Einschränkung der elektrostatischen Aktoren dar [2]. Um dennoch große Verfahrenswege bei ähnlichen Kräften zu erreichen muss der Elektrodenabstand entsprechend groß gewählt werden, was in der Folge eine ebenfalls hohe Antriebsspannung bedingt. Generell sind jedoch niedrige elektrische Antriebsspannungen angestrebt.

Ein neuartiger und zum Patent [6] angemeldeter Ansatz eines elektrostatischen Aktors beruht ebenfalls auf den Kraftwirkungen im elektrostatischen Feld, wobei der Verfahrensweg nicht mehr unmittelbar durch den Elektrodenabstand aufgrund der Pull-In-Problematik

limitiert ist. Dies wird durch eine spezielle Gestaltung der Aktoren erreicht, die sich grundlegend von bekannten elektrostatischen Aktoren für MEMS unterscheidet. Dieses neuartige Aktorprinzip ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

1.1. Stand der Technik zu Antriebsprinzipien

In diesem Abschnitt erfolgt nach einer Übersicht zu Antriebsprinzipien für MEMS der aktuelle Stand zu Lösungsansätzen für die zuvor erwähnte Pull-In-Problematik der elektrostatischen Antriebe.

1.1.1. Antriebsprinzipien für mikroelektromechanische Systeme

Als Antrieb von MEMS können die im Folgenden kurz vorgestellten unterschiedlichen Prinzipien verwendet werden. Diese unterscheiden sich im genutzten physikalischen Effekt und haben verschiedene Charakteristiken und Zielanwendungen. Ein wichtiges Kriterium für MEMS ist die mit dem dimensionslosen Faktor s bezeichnete Skalierung der Wirkungen in den jeweiligen Längenbereich. Dabei werden solche Antriebsprinzipien favorisiert, die eine möglichst geringe Potenz von s aufweisen und sich damit günstig gegenüber wichtigen Eigenschaften und Effekten wie Volumen, Massenträgheit und Dämpfung verhalten [4, 7]. Im Folgenden wird ein zusammenfassender Überblick der Wirkungsprinzipien und zugehörigen Skalierungen gegeben. Detailliert wird auf das elektrostatische Antriebsprinzip eingegangen. Weitere Ausführungen zu den Skalierungen der einzelnen Effekte finden sich im Anhang A.

Der *thermomechanische Effekt* beruht auf Temperaturänderungen und -gradienten in geeigneten heterogenen und homogenen Materialanordnungen. Bei Nutzung des Effektes lassen sich vergleichsweise einfach große Auslenkungen realisieren [8]. Die Umgebungstemperatur kann bedingt durch das Wirkungsprinzip einen großen Einfluss haben, falls nicht geeignete symmetrische Anordnungen umgesetzt werden. Nachteilig sind eine typische hohe Leistungsaufnahme und ein träges dynamisches Verhalten. Die Kraft eines thermomechanischen Aktors skaliert mit s^2 [2].

Der *elektrodynamische Effekt* beruht auf der *Lorentz-Kraft* (im engeren Sinn). Sie wirkt auf bewegte Ladungsträger in einem Magnetfeld senkrecht zu der Ebene, die von den Richtungen des Magnetfeldes und des Stromflusses aufgespannt wird. Charakteristisch sind eine hohe Leistungsaufnahme und große Auslenkungsbereiche. Es kann angenommen werden, dass die Erzeugung hinreichender Magnetfelder eine besondere Herausforderung darstellt, wenn die charakteristische Dimension von MEMS gewahrt werden soll. Dies liegt in der notwendigen hybriden, das heißt oft teilweise feinmechanischen, Fertigung bei Nutzung von Permanentmagneten und der anspruchsvollen Umsetzung von Spulenstrukturen in der Halbleitertechnologie begründet. Bestenfalls liegt die Skalierung der Kraft bei s^2 [2].

Eine Aktuierung kann auch durch den *inversen piezoelektrischen Effekt* hervorgerufen werden. Bei piezoelektrischen Kristallen ist die Abwesenheit eines Inversionszentrums notwendig. Nur dann kann eine piezoelektrische Polarisierung auftreten, sodass durch ein elektrisches Feld eine Gitterverzerrung und damit eine mechanische Spannung induziert werden kann. Kennzeichnend für derartige Antriebe sind eine sehr gute Dynamik und eine geringe Leistungsaufnahme. Effiziente Materialien wie Blei-Zirkonat-Titanat

(PZT) sind bisher jedoch nur eingeschränkt in bestehende CMOS-kompatible Technologien integrierbar, was oft für MEMS gefordert ist. Aktuelle Arbeiten zeigen erhebliche Anstrengungen diese Integrierbarkeit beispielsweise durch einen Hybridansatz zu ermöglichen [9, 10]. Für konstante Durchbruchfeldstärken des verwendeten Piezokristalls wird die Skalierung der Kraft mit s^2 und für eine konstante elektrische Spannung mit s angegeben [2].

Das *elektrostatische* Antriebsprinzip beruht auf der Kraftwirkung zwischen Ladungen nach dem *coulombschen* Gesetz. Derartige Antriebe sind durch eine äußerst geringe Leistungsaufnahme und eine sehr gute Dynamik gekennzeichnet. Die Umsetzung des Prinzips gelingt vergleichsweise einfach, da lediglich leitfähige Elektroden aber kein Magnetfeld oder spezielle Materialien benötigt werden. Dies stellt nicht zu unterschätzende Vorteile in der technologischen Umsetzung und Kompatibilität dar. Zudem sind elektrostatische Antriebe frei von Hysterese- und Sättigungseffekten.

Verbreitet ist die Nutzung attraktiver Kräfte auf die Elektroden durch Beaufschlagung mit einer gesteuerten Potentialdifferenz U . Werden stattdessen Elektroden mit gleichen Ladungen betrachtet, so ergibt sich nach dem *coulombschen* Gesetz eine repulsive Kraftwirkung auf die Elektroden. Khan et al. [11] konzipieren, fertigen und charakterisieren in ihrer Arbeit einen repulsiven elektrostatischen Antrieb. Der Aktor wird für eine Translationsplatte genutzt und in einem als PolyMUMPs® [12] bezeichneten Prozess aus Polysilizium gefertigt. Weitere Untersuchungen zu repulsiven Kraftwirkungen finden sich in den Arbeiten von Lee et al. [13], Liu et al. [14], Sugimoto et al. [15] und He et al. [16]. Repulsive Antriebe sind jedoch jederzeit durch die inhärente Physik eingeschränkt. Die gleichartigen Ladungen der Elektroden müssen durch spezielle Ladungspumpen und oder zusätzliche Ladeelektroden geeignet im Aktor lokalisiert werden. Dieser Mehraufwand bestimmt die Dominanz der attraktiven gegenüber der repulsiven Antriebsart. Beispiele für Aktoren mit attraktiven elektrostatischen Kraftwirkungen finden sich im Folgeabschnitt 1.1.3 oder auch in [1, 2, 4].

Wesentliche Charakteristiken des Antriebs ergeben sich durch die Gestaltung, Anordnung und mechanische Anbindung der Elektroden. Aktoren mit einer Variation der Elektrodenfläche werden allgemein mit Vielfachelektroden, den Elektrodenkämmen, realisiert. Liegen alle Elektroden im Ausgangszustand sowie die angestrebte Bewegungsrichtung in einer Ebene, so wird von einem *in-plane* Kammantrieb gesprochen. Wird eine Bewegung senkrecht zur Ebene der Elektroden angestrebt so wird die Anordnung als *out-of-plane* Kammantrieb bezeichnet [4]. Letztere lassen sich sinnvoll einzig in einem resonanten Antriebsregime betreiben, da die Kraftwirkung in Nutzrichtung in der Nulllage theoretisch null ist. Ein Sonderfall ist der *out-of-plane* Kammantrieb, bei dem die korrespondierenden Elektroden in der Nulllage nicht in einer gemeinsamen Ebene liegen. Dies wird beispielsweise durch einen Hybridaufbau erreicht. Ein solcher Antrieb ist als *LinScan* [17] am Fraunhofer IPMS entwickelt worden [18]. Aktoren, die auf einer Variation des Abstandes der Elektroden basieren, weisen vergleichsweise hohe Kräfte auf [4] und können ebenfalls als Kammantrieb ausgeführt sein.

Eine Gestaltungsmöglichkeit mit geringer Komplexität ist die Anordnung nach Abbildung 1.1a. An dieser soll die Skalierung der Aktorkräfte diskutiert werden. In dem Modell werden zwei parallele planare Elektroden im Grundabstand d_{el} betrachtet. Zwischen den Elektroden liegt die elektrische Potentialdifferenz U an, woraus eine attraktive Kraftwirkung auf selbige resultiert. Es sei eine der Elektroden festgehalten und die andere an einer linearen Feder mit der Steifigkeit k_f beweglich aufgehängt. Die Anordnung

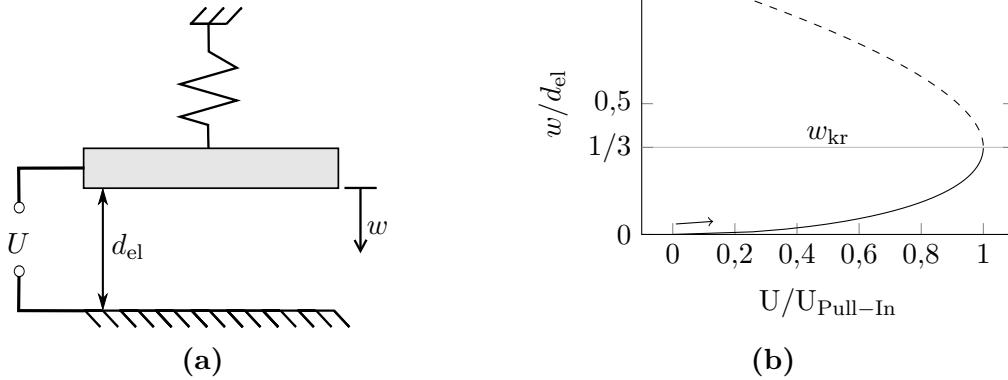


Abb. 1.1.: Darstellungen zum Pull-In-Effekt: **a:** Schema eines Plan-Platten-Kondensators mit einer beweglichen Elektrode und linearer Gegenkraft; **b:** Auf den initialen Plattenabstand d_{el} normierte Auslenkung w in Abhängigkeit der benötigten elektrischen Antriebsspannung U relativ zur Pull-In-Spannung U_{PI} (Gleichungen (1.5) und (1.8)); der gestrichelte Bereich ist bei Spannungssteuerung in der Praxis nicht erreichbar

hat die Kapazität C und die bewegliche Elektrode sei einzig entlang der Normalen ihrer Fläche A_{el} verschieblich, wobei diese Auslenkung mit w bezeichnet wird. Die elektrostatische Kraft entspricht dann der ersten Ableitung der im elektrischen Feld verrichteten Arbeit W_{el} nach der Auslenkung w :

$$F_{\text{el}} = \frac{\partial W_{\text{el}}}{\partial w} = \frac{U^2}{2} \frac{\partial C}{\partial w} \quad (1.1)$$

Die Kraft wirkt für die implizierten unterschiedlichen Ladungen auf den Elektroden in Richtung der größten Kapazitätsänderung, das heißt in Richtung einer Annäherung der Elektroden. Im idealen Beispiel kann somit für die elektrostatische Kraft geschrieben werden:

$$F_{\text{el}} = \frac{U^2}{2} \frac{\varepsilon A_{\text{el}}}{(d_{\text{el}} - w)^2} \quad (1.2)$$

Darin ist ε_0 die Permittivität des Vakuums und ε_r die relative Permittivität des Dielektrikums zwischen den Elektroden. Aus dem Zusammenhang resultiert auch ein attraktivitätsminderndes Schnappverhalten des Antriebs, welches im folgenden Abschnitt 1.1.2 beschrieben wird.

Aus Gleichung (1.2) ist die Skalierung der elektrostatischen Kraft mit s^0 bei konstanter Spannung U ersichtlich. Einschränkend wirkt hier die Durchbruchspannung, welche für niedrige Spaltabstände abnimmt (s. Abschnitt 2.4). Wird die Skalierung der Durchbruchspannung mit s^1 berücksichtigt, so ergibt sich für die elektrostatische Kraft eine Skalierung mit s^2 .

Die zuvor dargestellten Eigenschaften der einzelnen Antriebsprinzipien sind in Tabelle 1.1 vergleichend aufgelistet. Im Vergleich der genannten Antriebsprinzipien ist der elektrostatische Antrieb aufgrund des Skalierungsverhaltens, der vergleichsweise einfachen Umsetzbarkeit und der technologischen Kompatibilität zu bevorzugen. Eine wichtige einschränkende Eigenschaft muss jedoch beachtet werden und wird im Folgenden beschrieben.

Tab. 1.1.: Übersicht der Antriebsprinzipien

Antriebsprinzip	Skalierung	Bedingung
thermomechanisch	s^2	keine
piezoelektrisch	s^1	$U = \text{konst.}$
elektrodynamisch	s^2	$B \propto s^0$, Wärmeleitung
elektrostatisch	s^2 s^0	$U \propto d_{\text{el}}$ $U = \text{konst.}$

1.1.2. Beschreibung der Pull-In-Problematik

Es wird eine Konstellation nach Abbildung 1.1a in einem statischen Regime betrachtet. Der nichtlineare Zusammenhang zwischen Kraft und Abstand in Gleichung (1.2) führt zu dem sogenannten Pull-In-Effekt. Das notwendige Potential für eine bestimmte Auslenkung ergibt sich bei linearer Gegenkraft einer Feder F_F aus dem Kräftegleichgewicht und anschließender Umstellung wie folgt [1, 19]:

$$F_F = F_{\text{el}} \quad (1.3)$$

$$k_f w = \frac{U^2}{2} \frac{\varepsilon A_{\text{el}}}{(d_{\text{el}} - w)^2} \quad (1.4)$$

$$U = \sqrt{\frac{2k_f w (d_{\text{el}} - w)^2}{\varepsilon A_{\text{el}}}} \quad (1.5)$$

Darin ist k_f die Steifigkeit der Feder. Die Lage und Art des Extremums der Kurve ergibt sich nach zweimaligen Ableiten von Gleichung (1.5):

$$\frac{\partial U}{\partial w} = \sqrt{\frac{2k_f}{\varepsilon A_{\text{el}}}} \frac{d_{\text{el}} - 3w}{2\sqrt{w}} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial w^2} = -\sqrt{\frac{2k_f}{\varepsilon A_{\text{el}}}} \frac{(d_{\text{el}} + 3w)}{4w^{\frac{3}{2}}} \quad (1.7)$$

Die erste Ableitung entsprechend Gleichung (1.6) hat eine Nullstelle bei $w = w_{\text{kr}} = d_{\text{el}}/3$. Mit der zweiten Ableitung in Gleichung (1.7) ergibt sich an dieser Stelle demzufolge das in der Abbildung 1.1b dargestellte Maximum der erforderlichen Antriebsspannung. Diese Spannung wird als Pull-In-Spannung U_{PI} bezeichnet. Mit der korrespondierenden maximalen Auslenkung w_{kr} kann durch einsetzen selbiger in Gleichung (1.5) U_{PI} direkt angegeben werden:

$$U_{\text{PI}} = \sqrt{\frac{8k_f d_{\text{el}}^3}{27\varepsilon A_{\text{el}}}} \quad (1.8)$$

Es ergibt sich für die vorliegende Kräftekonstellation, dass die Spannung maximal einen Wert nach Gleichung (1.8) annehmen darf und dass die nutzbare Auslenkung auf ein Drittel des Elektrodenabstandes begrenzt ist. Für Auslenkungen $w > w_{\text{kr}}$ sinkt die benötigte Spannung (s. Abbildung 1.1b) mit allen in der Einleitung genannten Folgen. Die im Vergleich zur Variation der Elektrodenfläche typischerweise großen Kräfte

lassen sich daher nur begrenzt nutzen. Zudem sind auch die Aktoren mit Variation der Elektrodenfläche von der Pull-In-Problematik erfasst, da sich in der Praxis auch bei diesen eine Annäherung der Elektroden nur mit endlicher Steifigkeit unterbinden lässt (seitlicher Pull-In).

Es sei erwähnt, dass im resonanten Regime und damit im Falle des dynamischen Pull-In, wenn Trägheitskräfte relevant werden und unter Vernachlässigung von Dämpfungseffekten, eine größere relative Auslenkung von $1/2$ gegenüber $1/3$ bei einer zudem geringeren elektrischen Antriebsspannung erreicht werden kann [20].

Es ist für elektrostatische Antriebe nun von hohem Interesse Lösungsansätze für die Pull-In-Problematik zu finden.

1.1.3. Lösungsansätze für die Pull-In-Problematik

Im Folgenden werden in der Literatur berichtete Lösungsansätze für die Pull-In-Problematik elektrostatischer Antriebe vorgestellt und diskutiert. Weiterführend sei auf die Arbeit von *Zhang et al.* [5] verwiesen, in welcher sich ein sehr umfangreicher auflistender Überblick zu dieser Problematik über das gesamte Spektrum der elektrostatischen Antriebe findet.

In diesem Abschnitt erfolgt eine Eingrenzung auf Antriebe für Bewegungen senkrecht zur MEMS-Ebene in einem statischen oder quasistatischen Regime. Demgegenüber stehen Aktoren, deren angestrebte Bewegung senkrecht zum bestimmenden Elektrodenspalt entweder statisch innerhalb oder resonant senkrecht zu der MEMS-Ebene realisiert wird, wodurch diese sehr große Auslenkungen erreichen können. Bei solchen Aktoren handelt es sich um *in-plane* und *out-of-plane* Kammantriebe (vergleiche Abschnitt 1.1.1). In der Literatur [21, 22, 23, 24] werden auch für diese Aktoren erhebliche Anstrengungen ersichtlich um die Problematik des bei diesen Aktoren auftretenden seitlichen Pull-In-Effektes abzumildern.

Das Primärziel aller Lösungsansätze ist die Vergrößerung des Verfahrensweges mit dem Sekundärziel einer möglichst geringen elektrischen Antriebsspannung. Maßnahmen in der Literatur zur Verschiebung der Auslenkungsgrenze lassen sich in mechanische und elektrische Ansätze einteilen. Als Folge der Umsetzungen wird jeweils das Kräfteverhältnis zwischen *Coulomb*-Kraft und Rückstellkraft verändert, indem ein nichtlineares von der Auslenkung abhängiges Verhalten realisiert wird. Beispiele zu diesen Lösungsansätzen werden im Folgenden kurz vorgestellt.

Lösungsansätze in der mechanischen Domäne

Zu diesen Lösungsansätzen werden Maßnahmen gezählt bei der zusätzliche mechanische Komponenten die Kennlinie der mechanischen Rückstellkraft beeinflussen. Steigt die Gegenkraft zur elektrostatischen Feldkraft nichtlinear in Abhängigkeit des Weges an, so kann der maximale Verfahrensweg, auch in der Praxis, mehr als ein Drittel des Elektrodenabstandes betragen. Eine solche progressive Federkennlinie kann beispielsweise mittels einer durch mechanische Spannungen induzierten zusätzlichen Steifigkeit (engl.: *stress-stiffening*, [1]) realisiert werden. In der Umsetzung handelt es sich dann um beidseitig eingespannte bewegliche Elektroden wie von *Hung et al.* [25] und *Su et al.* [26] gezeigt. Eine weitere Möglichkeit besteht durch konstruktive Maßnahmen, die die effektive Federlänge in Abhängigkeit der Bewegung und damit deren Kennlinie beeinflussen [27, 28, 29, 30]. Dieser letztgenannten Maßnahmengruppe sind auch bistabile Aktoren zuzuordnen, welche bis vor den Umkehrpunkt eine stark progressive

Gegenkraftkennlinie aufweisen und in der Literatur beispielsweise von *Krylov et al.* [31] berichtet werden.

Ein weiteres Konzept ist zudem die von *Hung et al.* [25] vorgestellte Variante eines einseitig eingespannten Balkens, wobei die darunter liegende Elektrode nur einen Teil der Balkenlänge in Nähe zur Einspannung abdeckt. Die bewertete Auslenkung des Aktors befindet sich am freien Ende des Balkens und wird damit entsprechend einer Hebelwirkung gegenüber der Bewegung im Bereich der Elektrode vergrößert. Auf diese und ähnliche Weise könnten Verfahrenswege erreicht werden, die den Wert des Spaltabstandes überschreiten.

Lösungsansätze in der elektrischen Domäne

Eine vergleichsweise universelle Maßnahme ist das Hinzufügen einer zusätzlichen seriellen Kapazität zur durch den Aktor gebildeten Kapazität. In Simulationen zeigen *Seeger et al.* [32] Verfahrenswege von bis zu 9/10 des Elektrodenabstandes. Auch *Chan et al.* [33] stellen in ihrer Arbeit eine Ansteuerung mit seriell geschalteter Kapazität vor, bei der eine Änderung des Anstieges der elektrostatischen Kraft erreicht wird. Die Umsetzung dieser seriellen Kapazität ist in vielfältiger Weise möglich. Eine Möglichkeit ist das Einbringen eines Festkörperdielektrikums in den Luftspalt wie *Gorthi et al.* [34] in ihrer theoretischen Arbeit darstellen. Der zusätzliche technologische oder technische Aufwand zur Umsetzung ist dabei als gering einzuschätzen. Ein Nachteil ist jedoch das begünstigte Einbringen von Ladungsträgern in das Dielektrikum (engl.: charging), welche die Funktionsfähigkeit insbesondere von Hochfrequenzschaltern erheblich beeinflussen können [35]. Eine weitere Möglichkeit ist die ebenfalls von *Seeger* vorgestellte Nutzung der Kapazität eines Feldeffekttransistors (FET). Des Weiteren kann durch eine seitlich versetzte Anordnung der Elektroden eine analoge Wirkung erzielt werden. Dies wird beispielsweise anhand von gefertigten Balkenaktoren der Gruppen *Akiyama et al.* [36], *Rosa et al.* [37] und *Chiou et al.* [38] demonstriert. Die drei genannten Arbeiten werden von *Su et al.* [26] zitiert. Die Gruppe um *Su* fertigt einen beidseitig eingespannten Balken welcher über seitlich versetzte Elektroden angesteuert wird. Die Arbeit ist auf die Anordnung der Elektroden fokussiert. Dabei konstatiert die Gruppe, dass ein entscheidender dielektrischer Einfluss vom Substrat ausgeht. Die Verhältnisse der Kapazitäten, welche zwischen den Elektroden und dem Substrat gebildet werden bestimmen maßgeblich die Leistungsfähigkeit des Bauteils hinsichtlich der eingangs statuierten Ziele. Tatsächlich handelt es sich bei dem vorgestellten Konzept der seitlichen Elektroden um eine Kombination aus mechanischen und elektrischen Ansatz, da bereits durch die beidseitige Einspannung des Balkenaktors der Verfahrensweg auf etwa 3/5 des Elektrodenabstandes erhöht werden kann. Ebenfalls dem Ansatz zuzuordnen ist der eingangs erwähnte *LinScan* ebenso wie die konzeptionell verwandte Arbeit von *Hah et al.* [39].

Wird statt der elektrischen Antriebsspannung die Ladung auf den Elektroden gesteuert, so ist der Verfahrensweg prinzipiell über den gesamten Bereich des Elektrodenabstandes stabil und somit erreichbar. Das dies eine generelle Regel für elektrostatische Antriebe ist, leitet die Gruppe um *Bochobza-Degani et al.* [40] her. Der Nachteil der Ladungsregelung ist ein erheblicher Aufwand in der Ansteuerung aufgrund der oft sehr geringen Aktorkapazitäten. Des Weiteren beeinflussen oft schwer kontrollierbare parasitäre Kapazitäten in Abhängigkeit deren relativen Größe zur Aktorkapazität, ob und wann auch für die Ladungsregelung die Pull-In-Problematik sichtbar wird, wie *Seeger et al.* [41] zeigen.

Als für die Bewertung des Verfahrensweges maßgeblicher Elektrodenabstand dieser Gruppe von Ansätzen ist jener des Luftkondensators in der Nulllage anzusehen. Konzeptionell bedingt kann mit diesen Varianten des Lösungsansatzes *elektrische Domäne* maximal der gesamte Elektrodenpalt durchfahren werden. Die Konzepte mit seitlichen Elektroden sind entsprechend durch einen seitlichen Pull-In limitiert. Wird dieser Pull-In bestimmende Elektrodenabstand als Bewertungsreferenz genutzt, so lassen sich auch hier Verfahrenwege realisieren, die einem Vielfachen des Elektrodenabstandes entsprechen. Diese Bewertungslogik entspräche dem in der Literatur Praktizierten für *in-plane* Kammantriebe.

Zusammenfassend sind insbesondere kombinierte Ansätze aus Maßnahmen auch über die Domänengrenzen hinweg von hohem Interesse. Dabei werden solche Vorgehensweisen präferiert die eine geringe Komplexität aufweisen. Dies gilt für das Einbringen von seriellen Kapazitäten und mehr noch für die Modifikation der Elektrodenanordnungen. Demgegenüber ist die Beeinflussung der Federkennlinie komplexer, da beispielsweise geeignete Poller vorgesehen werden müssen. Im Vergleich am aufwendigsten erscheint die Ladungssteuerung, die zudem anfällig für unvermeidbare parasitäre Kapazitäten ist. Vielversprechend und präferiert ist der erwähnte Hebelansatz aufgrund der inhärenten Bewegungstransformation, insbesondere in Kombination mit weiteren Maßnahmen wie progressiver Gegenkraftkennlinie. Dieser ermöglicht als einziger einen Verfahrenweg, der größer als der Elektrodenpalt ist. Zudem wird die Umsetzbarkeit im Vergleich der Maßnahmen als sehr gut eingeschätzt. Einen Überblick der vorgestellten Lösungsansätze mit Bewertung anhand der Umsetzbarkeit zeigt die Tabelle 1.2.

Tab. 1.2.: *Übersicht der Lösungsansätze zur Pull-In-Problematik* Der Verfahrenweg wird anhand des initialen Luftspaltes bemessen. Die Bewertung der Umsetzbarkeit erfolgt subjektiv vergleichend mit ++ für positiv bis -- für negativ hinsichtlich der Aspekte Kompatibilität, Fertigungs-, Gestaltungs- sowie Betriebs- bzw. Ansteuerungsaufwand

Ansatz	Verfahrenweg	Umsetzbarkeit	Literatur
progressive Gegenkraftkennlinie	3/5	–	[25, 26, 27, 28, 29, 30, 31]
Hebel	> 1	++	[25]
seitliche Elektroden / serielle Kapazität / zusätzliches Dielektrikum	≤ 1	+	[36, 37, 38, 34]
Ladungssteuerung	≤ 1	--	[42, 40]

Es soll zudem erwähnt werden, dass die Pull-In-Problematik auch von weiteren Effekten beeinflusst werden kann. So tritt insbesondere für Elektrodenabstände im Nanometerbereich eine zusätzliche Kraft aufgrund des *Casimir*-Effektes (s. Abschnitt 2.4) auf, die die Pull-In-Spannung und die damit verbundene maximale Bewegung verringert [43]. Es muss berücksichtigt werden, dass eine Auslenkungserhöhung stets auf Kosten von höheren Spannungen erfolgt. Wie *Nemirovsky et al.* [42] zeigen, wird im Extremfall einer stark nichtlinearen Gegenkraftkennlinie eine normierte 15-fache Pull-In-Spannung benötigt um die 3/5 maximaler Auslenkung zu erreichen.

In dieser Arbeit wird ein Aktorprinzip beschrieben und untersucht, das einen weiteren neuartigen Lösungsansatz für die Pull-In-Problematik darstellt und damit dem Vorzug und der Verbreitung des elektrostatischen Antriebes dienlich ist. Die umfangreichen Anwendungsmöglichkeiten aktiver MEMS werden im folgenden Abschnitt 1.2 aufgezählt.

1.2. Mögliche Anwendungsgebiete

Im Folgenden soll eine Übersicht zu den denkbaren Anwendungen für die neuartige Aktorklasse gegeben werden. Diese ermöglicht einen Betrieb sowohl im statischen als auch im resonanten Regime sowie alle dazwischen liegenden Abstufungen, wodurch das Anwendungsspektrum weit aufgefächert wird.

Einige Anwendungen wurden bereits in der Einleitung genannt. Diese umfassen neben Mikroventilen, -pumpen und -relais ebenso photonische Anwendungen wie Kippspiegel, Mikrokippspiegelarrays, Translationsspiegel und aktive Blenden. Ebenfalls der Photonik zuzuordnen ist der Einsatz als Antrieb für Linsen, beispielsweise zur Realisierung eines Autofokus und zur Bildstabilisation, in Kameras. Ebenso ist eine Anwendung als MEMS-Resonator möglich. Denkbar sind zudem vielfältige Arten von Manipulatoren, wie sie zur Probenpositionierung, -bearbeitung und zum Probentransport verwendet werden können. Dies umfasst auch den Einsatz als Aktoren in Reibantrieben, Schrittmotoren (Schlagwort Inchworm-Motor) und generell als Stellglieder, beispielsweise für Antennenfelder (engl.: multiple input multiple output, MIMO). Eng verwandt dazu sind Einsatzbereiche als Tastköpfe beispielsweise in der Rasterkraftmikroskopie, Mikrotaster zur Oberflächenbeurteilung und weitere Messgeräte. Visionär sind zudem Anwendungen in der fluidischen Domäne denkbar, in welcher beispielsweise durch eine Oberflächenmodulation Strömungseigenschaften beeinflusst oder Schallwellen abgestrahlt werden können. Speziell bei Letzterem ist perspektivisch ein sehr weiter Frequenzbereich, von Hörschall bis Ultraschall, denkbar. Bei einer Skalierung des neuartigen Prinzips in Bereiche der Feinmechanik sind zudem weitere Anwendungen wie Braille-Geräte oder die Robotik denkbar. Auf einer solchen Größenskala werden jedoch nicht die inhärenten Vorteile wie bei einer Realisierung auf der Mikro- beziehungsweise Nanoskala genutzt, sodass solche Anwendungen hypothetischer Natur sind.

Die einzelnen Anwendungen stellen spezifische und unterschiedlich gewichtete Anforderungen an die Aktorklasse. Die Liste der Anforderungen reicht dabei von der aufzubringenden Aktorenergie mit den Komponenten Aktorkraft und Auslenkung bis zur zulässigen maximalen Spannung sowohl in der mechanischen als auch in der elektrischen Domäne. Ein detailliertes Beispiel für eine Anwendung wird im Rahmen von Kapitel 7 anhand der Konzipierung, Fertigung und Charakterisierung eines Kippspiegeldemonstrators vorgestellt.

1.3. Ziele und Gliederung der Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit ist es, das neuartige elektrostatische Antriebsprinzip umfassend zu beschreiben und nachzuweisen. Dazu wird eine analytische und numerische Modellierung des mechanischen und elektromechanischen Verhaltens angestrebt. Insbesondere in der numerischen Simulation sind Modelle für verschiedene Teilaspekte zu entwi-

ckeln sowie Parameterräume zu untersuchen. Die Erkenntnisse aller Modelle sollen Einflussmöglichkeiten, grundlegende Eigenschaften sowie Beschreibungsmöglichkeiten des neuartigen Prinzips umfassen. Mithilfe von real gefertigten Aktoren ist das neuartige Aktorprinzip nachzuweisen und von parasitären Einflüssen abzugrenzen. Des Weiteren sind die numerischen Simulationsmodelle anhand der Charakterisierungsergebnisse zu validieren.

Die Gliederung der Arbeit sei im Folgenden kapitelweise kurz wiedergegeben, um eine Einordnung der einzelnen Abschnitte zu vereinfachen.

Zunächst werden im anschließenden Kapitel 2 die Grundlagen zum Verständnis des neuartigen Aktorprinzips erarbeitet. Dies umfasst die Thematiken der Schichtspannungen, Elastostatik, Aktorik sowie physikalische Effekte bei Elektrodenabständen im Nanometerbereich.

Anschließend erfolgt die Beschreibung des Aufbaus und Prinzips der neuartigen Aktoren in Kapitel 3. Im Anschluss wird ein analytisches Modell zur Darstellung des elektromechanischen Verhaltens dargestellt. Daraus abgeleitet wird das Skalierungsverhalten bei Veränderung geometrischer Parameter. Es werden weitere Anregungsarten, die sich aufgrund des Aktoraufbaus ergeben, eruiert. Die Energiebilanz und daraus abgeleitete Größen werden beschrieben. Ergänzt wird das Kapitel durch die Überlegungen zur Beschreibung des elektrischen Verhaltens.

Das darauffolgende Kapitel 4 vergleicht und bewertet verschiedene technologische Ansätze zur Fertigung der neuartigen Aktoren für Bewegungen aus der MEMS-Ebene heraus. Es erfolgt die Beschreibung des Prozessablaufes zur Fertigung der in dieser Arbeit charakterisierten Aktoren. Im Anschluss wird ein Ausblick für mögliche weitere Entwicklungen gegeben.

Das Kapitel 5 zur numerischen Simulation stellt zunächst die verwendete Methodik, auftretende Besonderheiten und die zugehörigen Modelle vor. Anhand einer Gestaltungsvariante der Aktoren werden zahlreiche spezielle und verallgemeinerte Eigenschaften und Charakteristika erarbeitet. Ein nachfolgender Abschnitt beschreibt Erkenntnisse aus umfangreichen Parametervariationen und es werden Gestaltungsregeln für effektive Aktoren eruiert.

Im Kapitel 6 zur Charakterisierung gefertigter Bauelemente erfolgt die messtechnische Untersuchung der neuartigen Aktoren. Durch Vergleich von Simulationsergebnissen mit Messergebnissen werden die numerischen Simulationsmodelle validiert. Der Nachweis des neuartigen Aktoreffektes durch Trennung der Aktuatoreffekte ist ein wichtiger Bestandteil des Kapitels. Untersuchungen zur Belastungsfähigkeit ergänzen das Kapitel ebenso wie spezielle Abhängigkeiten der elektrischen Eigenschaften.

Aufbauend auf den Erkenntnissen aller vorangegangenen Kapitel wird ein Demonstrator zur Anwendung der neuartigen Aktoren in Kapitel 7 konzipiert, gefertigt und charakterisiert. Das Kapitel bildet den Abschluss der inhaltlichen Arbeiten.

Abschließend werden im Kapitel 8 die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und es wird ein Ausblick auf mögliche weitere Entwicklungen gegeben. Offene Fragestellungen werden konstatiert. Auf der letzten Seite dieses Dokumentes finden sich Thesen zu den Erkenntnissen aus dieser Arbeit.

2. Grundlagen zum Verständnis der Modelle des neuartigen Aktors

In diesem Kapitel werden Grundlagen der mechanischen und anschließend der elektrischen Domäne dargestellt, die dem Verständnis und der Diskussion der folgenden Kapitel förderlich sind. Zu diesen Grundlagen gehören die Elastostatik, die Theorie zu Mehrschichtaktoren und physikalische Effekte, welche relevant für Elektroden mit Abständen auf einer Skala von Nanometern sind.

2.1. Mechanische Eigenspannungen in Materialien

Als mechanische Spannung wird ein Zwang des Materials bezeichnet, eine abweichende Anordnung der Atome zu erreichen. Demnach werden mechanische Spannungen durch innere Kräfte oder durch äußere Lasten hervorgerufen. Im ersten Fall wird auch von Eigenspannungen gesprochen. Mechanische *intrinsische* Eigenspannungen treten aufgrund von Störungen der Atomanordnung auf. Diese mikroskopischen Störungen bewirken mehr oder weniger lokalisierte Eigenspannungen, die in drei Arten unterschieden werden [44]. Von Interesse ist allgemein die resultierende durchschnittliche Größe der Eigenspannung in einer Schicht und in einer Richtung (I. Art). Die Betrachtung im Folgenden bezieht sich auf dünne Schichten, wie sie in MEMS verwendet und typischerweise durch Abscheidungsprozesse hergestellt werden. Für solche Schichten sind die Ursachen der Störungen physikalische Effekte und Vorgänge bei der Abscheidung, beispielsweise Materialerwärmung, Ionenbeschuss und Einlagerung von Fremdatomen. In der Literatur wird weiter unterschieden und es wird von *extrinsischen* Eigenspannungen gesprochen, wenn diese durch verschiedene thermische Ausdehnungskoeffizienten der Materialien eines Schichtstapels aufgrund einer Temperaturänderung hervorgerufen werden. Diese Temperaturänderung tritt aufgrund abweichender Temperaturen zwischen Betrieb und Abscheidung auf. In allen anderen Fällen handelt es sich um die intrinsischen Eigenspannungen [45]. Eine Änderung der Eigenspannung von Schichten kann durch eine Temperung hervorgerufen werden, wobei sich die Eigenspannungen hinsichtlich des Absolutwertes und auch des Vorzeichens ändern können [46]. Durch viskoplastisches Verhalten (Relaxation, Kriechen) polykristalliner respektive amorpher Materialien können vorhandene Eigenspannungen abgebaut werden. Ein Beispiel für ein solches Material ist Aluminium.

Allgemein gilt, dass der Eigenspannungszustand als äquibiaxial betrachtet werden kann. Demnach sind die Eigenspannungen in der Ebene der lateralen Ausdehnung gleich ausgeprägt. Senkrecht zu dieser Ebene kann der Absolutwert der Eigenspannungen variieren, das heißt ein Spannungsgradient kann auftreten. Dessen Ursache ist eine Änderung der Prozessbedingungen während einer Abscheidung, beispielsweise eine Temperaturänderung durch Eigenerwärmung der Schicht [47, 48]. Außerdem sind die Randbedingungen für das Substrat, auf dem die Schicht abgeschieden wird, von Bedeutung für den resultierenden Spannungszustand der Schicht [49]. Zahlreiche Arbeiten in der Literatur sind der Modellierung und den Auswirkungen des Spannungsgradienten dünner Schichten gewidmet [50, 51, 52, 53], auf die an dieser Stelle verwiesen wird.

Die Ermittlung der Eigenspannungswerte und -verteilung kann nach *Tripp et al.* [54] mittels der Messung der Krümmung von Schichtstapeln, mittels Zeigerstrukturen oder mittels Beugungsverfahren erfolgen. Eine weitere Möglichkeit besteht indem ein nanoskaliger Materialabtrag mithilfe eines fokussierten Ionenstrahls erfolgt und die sich ergebenden Deformationen ausgewertet werden (engl.: focused ion beam differential analysis correlation, FIB DAC) [55, 56]. Eigenspannungen können auch durch die Wechselwirkung von Licht mit dem Material in der *Raman*-Spektroskopie ermittelt werden [57, 58]. Eine zusätzliche Methode ist die Auswertung der Krümmung von Schichtstapeln. Dazu wird die zu untersuchende Dünnschicht auf einem Substrat bekannter Krümmung abgeschieden. Aus der resultierenden Krümmung κ_0 des Stapels, bekannten Materialdaten und den geometrischen Abmessungen kann die Eigenspannung σ_{in} der Schicht mithilfe des nach *Stoney* [59] benannten Zusammenhanges näherungsweise ermittelt werden:

$$\sigma_{\text{in}} = \frac{\kappa_0 d_s^2}{6 d_a} \frac{E}{1 - \nu_s} \quad (2.1)$$

Darin ist E der Elastizitätsmodul des Substrates, ν_s die Querkontraktionszahl des Substrates, d_s die Dicke des nicht vorverspannten Substrates und d_a die Dicke der vorverspannten „aktiven“ Schicht. Die Gleichung von *Stoney* ist eine Näherung und gilt für $d_s \gg d_a$. Untersuchungen zur Abweichung der Näherung von einer exakten Lösung wurden beispielsweise von *Klein* [60] vorgestellt. Die ermittelte Eigenspannung wird als integrale Schichteigenspannung bezeichnet und inkludiert auch eventuelle Spannungsgradienten über die Schichtdicke. Eine Abschätzung des Gradienten kann beispielsweise über freistehende Schichten erfolgen, wobei ebenfalls deren Krümmung ermittelt wird.

Die Eigenspannungen führen, wie bereits dargestellt, zur Deformation von Schichtstapeln auch ohne äußere Kräfte. Insbesondere führen Gradienten der Eigenspannungen auch zu Krümmungen von einzelnen frei stehenden Schichten. Weiterhin überlagern sich Eigenspannungen und mechanischen Spannungen aufgrund äußerer Lasten, sodass die Bauteilbeanspruchung signifikant beeinflusst werden kann.

2.2. Elastostatik

Ziel dieses Abschnittes ist die Darstellung von allgemeinen Zusammenhängen zur Beschreibung der Deformation von Balken. Als Balken werden mechanische Elemente bezeichnet, deren Dicke gering gegenüber deren Länge ist. Die folgenden Betrachtungen gelten für Balken, bei denen die Längsachse in x-Richtung und die dazu senkrecht stehende Achse in der Bildebene durch die z-Achse dargestellt wird. Entsprechend beschreibt die y-Koordinate die Breite des Balkens (s. Abbildung 2.1). Des Weiteren weist das Bauelement einen homogenen und rechteckigen Querschnitt in der yz-Ebene auf.

Als Belastungsfall wird zunächst die reine Biegung eines Balkens betrachtet. Als reine Biegung sei definiert, wenn der Balken einzig mit einem konstanten Moment belastet wird (vgl. auch Anhang B). Für den Lastfall reine Biegung sind die den folgenden Gleichungen zugrunde liegenden *bernoullischen* Annahmen exakt [61]. Aus diesen Annahmen folgt, dass Querschnitte des Balkens während einer Deformation eben bleiben und einzig eine Verkipfung um einen kleinen Winkel erfahren und damit ideal schubstarr sind.

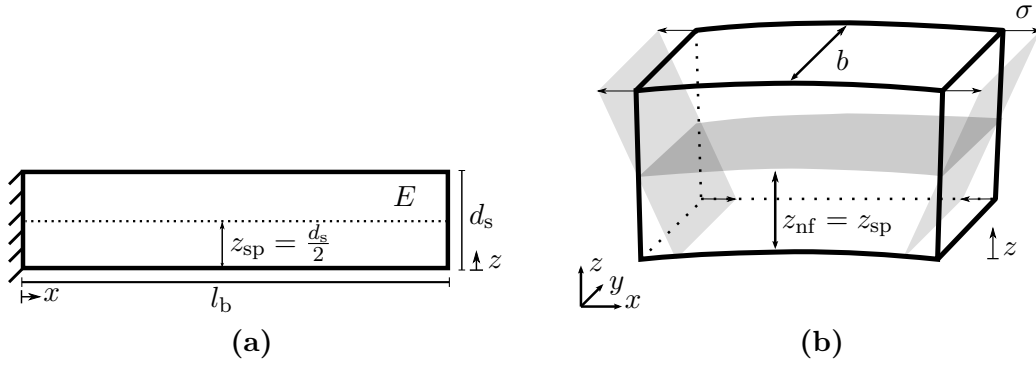


Abb. 2.1.: Schema eines Balkens: **a:** Seitenansicht (xz-Ebene) des Balkens **b:** 3D-Ansicht mit dem für eine reine Biegung charakteristischen linearen Verlauf der mechanischen Spannung über den Querschnitt eines Balkenausschnittes

Biegedifferentialgleichungen

Für einen mit dem Moment M auf reine Biegung belasteten Balken gilt folgende Biegedifferentialgleichung [61]:

$$\frac{\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}}{\left[1 + \left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2\right]^{3/2}} = -\frac{M}{EI} \quad (2.2)$$

Unter Voraussetzung der schubstarrten Querschnitte respektive für reine Biegungen gilt:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = -\frac{M}{EI} \quad (2.3)$$

Darin ist w die Auslenkung des freien Endes eines einseitig eingespannten Balkens (Kragbalken) und EI ist die Biegesteifigkeit als das Produkt aus der Materialkonstante Elastizitätsmodul E und dem Flächenträgheitsmoment zweiten Grades I des Balkens. Für den vorausgesetzten homogenen rechteckigen Querschnitt lässt sich das Flächenträgheitsmoment für eine Biegung um die y -Achse wie folgt angeben:

$$I = \int_0^{d_s} (z - z_{sp})^2 dA \quad (2.4)$$

$$I = \frac{bd_s^3}{12} \quad (2.5)$$

Hierin ist A die Fläche des Querschnitts und d_s die Dicke des Balkens. Allgemein gilt für die Lage des Flächenschwerpunktes in z -Richtung:

$$z_{sp} = \frac{1}{A} \int z dA \quad (2.6)$$

Für rechteckige Querschnitte der Dicke d_s ist stets $z_{sp} = d_s/2$. Mit den Zusammenhängen ist es möglich die zur zweiten Ableitung der Auslenkung äquivalente Krümmung κ des Balkens für die gegebene Belastung zu berechnen¹. Durch Integration und unter Berücksichtigung geometrischer Randbedingungen, welche durch Lager definiert sind, können

¹Die Annahme $\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = \kappa$ ist eine allgemeine Näherung auf die im Anhang B.2 eingegangen wird

aus der Gleichung (2.3) die Neigung $\partial w/\partial x$ und die Auslenkung w mit dem jeweiligen Verlauf über die Balkenlänge l_b bestimmt werden. Eine Herleitung für drei verschiedene Lastfälle ist im Anhang B.1 gegeben. Folgender Zusammenhang gilt näherungsweise zwischen Krümmung und Auslenkung eines Balkens:

$$\kappa \approx \frac{2w}{l_b^2} \quad (2.7)$$

Der Ausdruck soll hier und in allen weiteren Verwendungen in dieser Arbeit mit einer relativen Abweichung $< 1 \%$ zulässig sein. Eine Herleitung und eine Abschätzung zur Gültigkeitsgrenze finden sich im Anhang B.2.

Die Krümmung ist für eine reine Biegung über den gesamten Balken konstant und für diesen Fall ein geeigneter Parameter um die Auslenkung für verschiedene Längen zu berechnen.

Wird der Balken als Funktionselement eingesetzt, so ist dessen Steifigkeit k_f und die zur Auslenkung w am freien Balkenende führende, punktförmig angreifende Kraft F von Interesse. Dies entspricht dem Lastfall der Zweipunktbiegung (2PB) bei dem folgende Zusammenhänge gelten (s. Anhang B.1, Gleichung (B.13)):

$$F = 3 \frac{EI}{l_b^3} w \approx \frac{3}{2} \frac{EI}{l_b} \kappa \quad (2.8)$$

Der Proportionalitätsterm zwischen Kraft und Auslenkung in (2.8) beschreibt die Steifigkeit k_f der Balkenfeder. Die Näherung entsteht aufgrund der näherungsweisen Abschätzung zu Krümmung (s. o.). Eine weitere allgemeine Näherung entsteht aufgrund der bereits genannten *bernoullischen* Annahmen. Diese implizieren eine Vernachlässigung des Querkrafteinflusses und sind nur für eine reine Biegung exakt. Es kann gezeigt werden, dass die verursachten Abweichungen in Gleichung (2.8) im Falle einer 2PB für schlanke Balken mit einem Verhältnis von Länge zu Dicke $v_{l:d} = l_b/d_s = 5$ weniger als 3 % betragen [61].

Charakteristisch für eine Krümmung ist der lineare Verlauf der Normaldehnung ε entlang eines Querschnittes in z -Richtung und entsprechend dem *hookeschen* Gesetz gilt dieser Verlauf analog für die Normalspannungen σ . Es ist [61]:

$$\varepsilon = \kappa (z - z_{nf}) \quad (2.9)$$

$$\sigma = \varepsilon E = \kappa (z - z_{nf}) E \quad (2.10)$$

Darin z_{nf} die Lage der neutralen Faser, welche keinerlei Dehnung aufgrund der Deformation des Balkens aufweist. Im Falle des homogenen rechteckigen Querschnitts gilt $z_{nf} = z_{sp}$. Aus dem für die Dehnung einer Faser bekannten Zusammenhang für die gespeicherte potentielle mechanische Energie, kann eine solche Energie E_κ für die reine Biegung hergeleitet werden [61]:

$$E_\kappa = \frac{1}{2} \int_0^{d_s} (\kappa (z - z_{nf}))^2 E b l_b dz \quad (2.11a)$$

$$E_\kappa = \frac{1}{2} EI l_b \kappa^2 \quad (2.11b)$$

Wird, wie bereits erwähnt, ein Balken als mechanisches Funktionselement eingesetzt, so tritt typischerweise der zuvor beschriebene Lastfall der 2PB auf. Dafür gelten die im Folgenden vorgestellten Überlegungen im Vergleich zur reinen Biegung. Für den Lastfall

einer 2PB ist die Krümmung linear abhängig von der Position entlang der Balkenlänge. Der Maximalwert liegt an der Balkeneinspannung vor und kann aus der Rand- und Vergleichsbedingung gleicher Auslenkungen am Balkenende für beide Lastfälle (reine Biegung und 2PB) ermittelt werden (s. Anhang B.1):

$$\kappa_{2PB} = \frac{3}{2} \kappa \frac{l_b - x}{l_b} \quad (2.12)$$

$$\kappa_{2PB,eff} = \sqrt{\frac{1}{l_b} \int_0^{l_b} \left(\frac{3}{2} \kappa \frac{l_b - x}{l_b} \right)^2 dx} = \frac{\sqrt{3}}{2} \kappa \quad (2.13)$$

Das Ergebnis der potentiellen mechanischen Energie kann nun wie folgt angegeben werden:

$$E_{\kappa,2PB} = \frac{1}{2} EI l_b \kappa_{2PB,eff}^2 \quad (2.14a)$$

$$= \frac{3}{8} EI l_b \kappa^2 \quad (2.14b)$$

Demnach ist die aufzubringende Energie für eine 2PB um einen Faktor 3/4 geringer als für eine reine Biegung ($\kappa_{2PB,eff} \stackrel{!}{=} \kappa$). Dies ist bedeutsam für die Verwendung des Balkens als Funktionselement in MEMS.

Die Energie kann aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen der Balkenbreite und der Biegesteifigkeit (siehe Gleichung (2.5)) theoretisch auf beliebige Balkenbreiten skaliert werden. In der Praxis gilt eine Begrenzung aufgrund der für sehr breite Balken $b \approx l_b$ dann nicht mehr zu vernachlässigende Deformation in Richtung der Breite, wenn der Lastangriff punktförmig am Balkenende erfolgt. Ist die punktförmige Last *mittig* am Ende des Aktors für die Energieberechnung maßgeblich (Lastfall 2PB), dann soll als Kriterium die Steifigkeit in Breitenrichtung $k_{f,y}$ die der Längsrichtung k deutlich überwiegen. Eine grobe Abschätzung zur maximal zulässigen Breite liefert unter Annahme gleicher Biegesteifigkeiten:

$$k_{f,y} \geq 10k_f \quad (2.15)$$

$$\frac{3EI}{\left(\frac{b}{2}\right)^3} \geq 10 \frac{3EI}{l_b^3} \quad (2.16)$$

$$b \leq 0,93 l_b \quad (2.17)$$

Demnach sind auch Konstellationen zulässig, die nahezu einen in der lateralen Ausdehnung quadratischen Aktor beschreiben, sowie alle Weiteren für die gilt, dass die Breite geringer ist als die Länge.

Für eine weitergehende Beschreibung zur Elastostatik und korrespondierender Themengebiete wird auf die Literatur verwiesen, beispielsweise auf die hier bereits zitierte Arbeit von Gross *et al.* [61].

Abschätzung der Resonanzfrequenz

Die in den vorherigen Abschnitten dargestellten Zusammenhänge gelten für Betrachtungen im statischen Regime. Eine Einordnung wann der statische Fall in der Praxis näherungsweise angenommen werden kann liefert die Abschätzung zur mechanischen

Resonanzfrequenz. Die Resonanzfrequenz f_{res} der ersten Schwingungsform eines einseitig eingespannten *schlanken* Balkens mit homogenem rechteckigem Querschnitt der Fläche A lässt sich nach *Wandinger* [62] wie folgt abschätzen:

$$f_{\text{res}} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\kappa_\nu}{l_b} \right)^2 \sqrt{\frac{EI}{\rho A}} \quad (2.18)$$

Darin ist ρ die Dichte des Materials aus dem der Balken besteht. Der Faktor κ_ν beträgt $\kappa_\nu \approx 1,875$ für die erste Schwingungsform [62]. Aus der Gleichung (2.18) ist ersichtlich, dass für die Resonanzfrequenz $f_{\text{res}} \propto l_b^{-2}$ gilt und sie unabhängig von der Breite b ist. Damit kann die Resonanzfrequenz beispielsweise auch näherungsweise aus 2D-Schnittmodellen (xz-Ebene) in der Simulation ermittelt werden. Die Näherung ist dann durch die Annahme eines über die Breite ebenfalls homogenen Querschnitts (Extrusion des 2D-Modells) gebildet.

Es kann nun von einem statischen oder auch quasistatischen Regime ausgegangen werden, wenn für die Frequenz der betrachteten Verformung, beispielsweise f_{mess} als die Messfrequenz, $f_{\text{mess}} \ll f_{\text{res}}$ gilt.

2.3. Beschreibung eines Zweischichtaktors

Aufbauend auf den Überlegungen zur Elastostatik im vorangegangenen Abschnitt werden hier Gleichungen aufgestellt, die das Verhalten eines Balkens nach Abbildung 2.2a bestehend aus einer aktiven (Index a) und einer passiven (Index s) Schicht mit jeweils rechteckigen Querschnitten beschreiben. Untersucht wird der Fall, wenn die aktive Schicht einzig eine mechanische Normalspannung senkrecht zu ihrer Querschnittsfläche (uniaxialer Spannungszustand) in Richtung der Balkenlängsachse aufweist. Diese Normalspannung soll mit einer elektrischen Spannung steuerbar sein, weshalb auch von einem Aktor gesprochen wird. Ein praktisches Beispiel sind Balkenaktoren basierend auf dem inversen piezoelektrischen Effekt. Es sei angemerkt, dass bei derartigen Aktoren der induzierte Spannungszustand biaxial ist. Dies soll hier jedoch nicht schädlich sein.

Ziel dieses Abschnittes ist es, verschiedene Zusammenhänge zum Verhalten von Zweischichtaktoren, insbesondere in Abhängigkeit der Geometrieparameter, aufzuzeigen.

2.3.1. Krümmung

Ausgehend von einem völlig spannungsfreien Schichtstapel wird in der aktiven Schicht eine uniaxiale Normalspannung σ_a erzeugt. Zunächst wird für den Schichtstapel lediglich eine longitudinale Bewegung (Dehnung oder Stauchung) zugelassen, sodass sich ein Kräftegleichgewicht zwischen aktiver und passiver Schicht ausbildet. Die Ermittlung der Gleichgewichtskraft F_{ggw} erfolgt anhand der Kontinuitätsbedingung der Dehnung [49, 63, 64]:

$$\Delta \varepsilon = \varepsilon_a - \varepsilon_s \quad (2.19)$$

$$\frac{\sigma_a}{E_a} = \frac{F_{\text{ggw}}}{b_a d_a E_a} + \frac{F_{\text{ggw}}}{b_s d_s E_s} \quad (2.20)$$

$$F_{\text{ggw}} = \sigma_a b_a d_a \frac{b_s d_s E_s}{b_s d_s E_s + b_a d_a E_a} \quad (2.21)$$

Die Gleichgewichtskräfte wirken in den einzelnen Schichten jeweils an den Lagen der Flächenschwerpunkte (s. Abbildung 2.2b). Das sich aus dem Kräftepaar ergebende

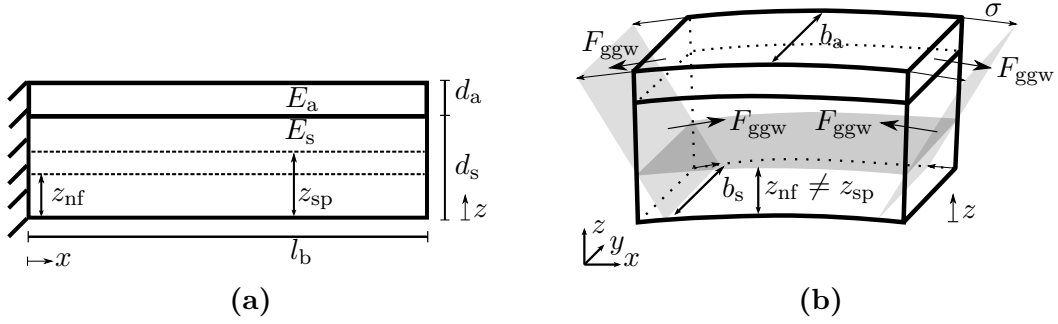


Abb. 2.2.: Schema eines Zweischichtaktors: **a:** 2D-Ansicht; **b:** 3D-Ansicht mit dem für einen Aktor mit aktiver und passiver Schicht charakteristischen Verlauf der mechanischen Spannung über den Querschnitt eines Balkenausschnittes ($E_a = E_s$)

Moment M_{zsa} bei Zulassung aller Freiheitsgrade ist für den Zweischichtaktor stets:

$$M_{zsa} = F_{ggw} \frac{d_a + d_s}{2} \quad (2.22)$$

Das Moment entspricht damit dem Produkt der Kraft mit dem Abstand der Schwerpunktlagen der einzelnen Schichten und führt zu einer Biegung des Aktors. Die Krümmung κ_{zsa} als Kennwert für die Biegung des Zweischichtbalkenaktors ergibt sich analog zu Gleichung (2.3) zu:

$$\kappa_{zsa} = \frac{M_{zsa}}{EI} \quad (2.23)$$

Die Berechnung der dazu benötigten Biegesteifigkeit EI kann allgemein für ein Mehrschichtsystem unter Anwendung des Satz von *Steiner* [61] gefunden werden. Ohne Herleitung gilt :

$$EI = \sum_{i=1}^n \left\{ E_i \int_{-d_i/2}^{d_i/2} z^2 b_i dz + \left(\sum_{j=1}^{i-1} d_j + \frac{d_i}{2} - z_{sp} \right)^2 b_i d_i \right\} \quad (2.24)$$

Darin beschreibt z_{sp} die Schwerpunktlage des Gesamtquerschnittes und ist wie folgt:

$$z_{sp} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n E_i b_i d_i} \sum_{i=1}^n \left[E_i b_i d_i \left(\sum_{j=1}^i d_j - \frac{d_i}{2} \right) \right] \quad (2.25)$$

Damit liegt ein Satz von Gleichungen (2.21) bis (2.25) vor, mit dem es möglich ist die Krümmung eines Zweischichtbalkenaktors und weitere wichtige Größen für beliebige Parametersätze analytisch zu ermitteln. Fundamental ist zudem die Erkenntnis, dass die Deformation eines solchen Aktors als eine Überlagerung einer Dehnung und einer Biegung verstanden werden kann. Mithilfe dieser Erkenntnis lässt sich auch die Lage der neutralen Faser beschreiben:

$$z_{nf} = z_{sp} - \frac{F_{ggw}}{b_s d_s E_s \kappa_{zsa}} \quad (2.26)$$

Für gleiche Breiten und Elastizitätsmoduln der beiden Schichten sowie einem Dickenverhältnis $v_d \leq 1$ gilt damit in guter Näherung $z_{nf} = d_s/3$ wie von *Stoney* [59] bei seiner

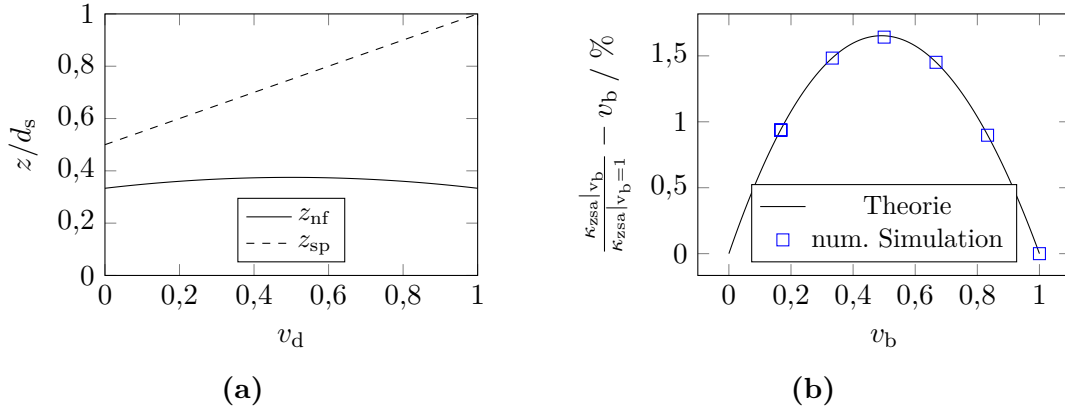


Abb. 2.3.: Zusammenhänge am Zweischichtaktor: **a:** Verläufe der auf die Dicke der passiven Schicht d_s normierten Lagen der Neutralfaser z_{nf} und der Schwerpunktfaser z_{sp} in Abhängigkeit des Schichtdickenverhältnisses $v_d = d_a/d_s$. Annahmen: $E_a = E_s$ und $b_a = b_s$; **b:** Ergebnisse aus der Simulation und der Theorie zur Abweichung $\kappa|_{v_b} / \kappa|_{v_b=1} - v_b$ zwischen linearer Näherung und exakter Lösung des Breiteneinflusses auf die Krümmung in Abhängigkeit des Breitenverhältnisses v_b ; $E_s = E_a = 100$ GPa, $b_s = 20$ μm , $d_s = 30$ μm , $d_a = 0,5$ μm , $v_d = 1/60$

Untersuchung von vorverspannten Dünnschichten auf passiven Substraten angenommen [49]. Eine vergleichende Darstellung der Verläufe der Lagen von neutraler Faser z_{nf} und vom Querschnittschwerpunkt z_{sp} findet sich in Abbildung 2.3a. Damit wird deutlich, dass für einen solchen überlagerten Belastungsfall, wie er den Zweischichtbalkenaktoren inhärent ist, die Lage der neutralen Faser z_{nf} typischerweise nicht mit der Lage des Flächenschwerpunktes z_{sp} zusammenfällt. Dies muss insbesondere vor dem Hintergrund der oft synonymen Verwendung von „neutraler Faser“ und „Lage des Flächenschwerpunktes“ beachtet werden und ist für die exakte Ermittlung von Energien essentiell.

Ebenso grundlegend ist die genaue Kenntnis der Abhängigkeiten der Krümmung eines Zweischichtaktors κ_{zsa} von geometrischen Parametern. Zwei wesentliche Abhängigkeiten werden im Folgenden dargestellt.

Reale Aktoren in dieser Arbeit weisen eine *aktive* Breite b_a auf, die geringer als die Breite des passiven Substrates b_s ist. Es kann gezeigt werden, dass κ_{zsa} vom Breitenverhältnis $v_b = b_a/b_s$ in nicht trivialer Weise abhängig ist. Ein Vergleich zwischen Ergebnissen für die Krümmung aus dreidimensionalen numerischen Simulationsmodellen (s. Kapitel 5) und dem theoretischen Wert zur Abweichung zwischen linearer Skalierung und exakter Lösung zum Einfluss des Breitenverhältnisses zeigt Abbildung 2.3b. Es wird deutlich, dass die Krümmung bei verschiedenen Breiten von aktiver und passiver Schicht nur genähert durch eine lineare Skalierung ermittelt werden kann. Die Abweichung bei einem gegebenen Breitenverhältnis ($v_b = 2/3$) ist etwa proportional zur Quadratwurzel des Schichtdickenverhältnisses v_d und liegt für $v_d \approx 0,75$ bei etwa 30 %. Im Falle relativ dünner aktiver Schichten $v_d \leq 1/10$ ist die Abweichung kleiner als 2 % und damit vergleichsweise gering. Die Ursache der Abweichung kann als Modulation des Transferverhältnisses der Energie der verspannten Schicht in Krümmung und Längung des Balkens verstanden werden. Dieses Verhältnis variiert allgemein aufgrund der veränderlichen Werte von z_{sp} und EI in Abhängigkeit von v_b und v_d . Die hohe Übereinstimmung von den numerisch und den analytisch ermittelten Werten in Abbildung 2.3b bestätigt eine adäquate Abbildung der Vorgänge in einem Zweischichtbalkenaktor.

Aus Gleichung (2.23) kann implizit gefolgert werden, dass, wenn einzig die Schichtdicke des Substrates variiert wird und $v_d \ll 1$ und sowie $v_E \approx 1$ gilt, die Krümmung näherungsweise proportional zum Inversen des Quadrats dieser Dicke ist:

$$\kappa_{zsa} \propto \frac{1}{d_s^2} \quad (2.27)$$

Begründet werden kann dies durch die Gleichungen (2.22) und (2.5). Für das Moment resultiert eine lineare Skalierung $M_{zsa} \propto d_s$ und die Biegesteifigkeit hängt im betrachteten Bereich in guter Näherung von der dritten Potenz der Schichtdicke ab $EI \propto d_s^3$. Die Skalierung von κ_{zsa} ist eine wichtige Erkenntnis, da die Krümmung oft maßgebliche Zielgröße bei der Anpassung des Parametersatzes für eine Anwendung ist. Eine allgemeinere Diskussion zur Auslenkung kann anhand der im Folgenden aus der Literatur entnommenen Gleichungen durchgeführt werden.

Für die Konstellation aktive Schicht auf passivem Substrat, wie sie für einen Zweischichtaktor gegeben ist, wird ein Faktor f_{we} für die Auslenkung eines Biegebalkens definiert, der die Veränderung zur Referenz zweier gleich dicker Schichten (eine aktiv) mit gleichen Eigenschaften beschreibt. Dieser ist abhängig vom Verhältnis der Schichtdicken v_d und vom Verhältnis der Elastizitätsmoduln v_E . In gleicher Weise wird ein Faktor f_{f0} für die Blockierkraft eines Biegeaktors definiert. Dabei entspricht die Blockierkraft der Kraft nach Gleichung (2.8), wenn die maximale Auslenkung des Aktors eingesetzt wird. Die Faktoren f_{we} und f_{f0} können aus den bisher gegebenen Zusammenhängen abgeleitet werden und setzen stets $v_b = 1$ voraus. Schomburg [65] gibt Folgendes an:

$$f_{we} = \frac{2}{1 + v_d^{-1} + \left[\frac{(1 - v_d^{-2} v_E^{-1})^2}{4(v_d^{-1} v_E^{-1})(1 + v_d^{-1})} \right]} \quad \text{mit} \quad v_E = \frac{E_a}{E_s} \quad (2.28)$$

$$f_{f0} = \frac{v_d^{-1} v_E^{-1} (1 + v_d^{-1})}{(1 + v_d^{-1} v_E^{-1})} \quad (2.29)$$

Der Vergleichsfall ergibt sich zu $f_{we}(v_d = 1, v_E = 1) = 1$, sodass kleine Werte von v_E und große Werte von v_d einen günstigen Faktor $1 < f_{we} < 2$ ergeben. Für den Faktor f_{f0} existiert kein Optimum und kleine Werte v_d und v_E sind günstig [65]. Diese Erkenntnisse sind vorteilhaft bei der Interpretation der Leistungsfähigkeit von Zweischichtbalkenaktoren.

Liegen Schichteigenspannungen im Zweischichtaktor vor, so stellt sich aufgrund dieser eine Vorverkrümmung κ_0 ein. Dabei sind die Energien in der vorverspannten und in der nicht vorverspannten Schicht im Gleichgewicht. Eine zusätzliche aktive Krümmung κ_{zsa} wirkt von diesem Gleichgewichtspunkt aus und muss daher keine zusätzliche Energie einzig aufgrund der Vorverkrümmung aufbringen. Ein daraus ersichtlicher wichtiger Aspekt ist die Möglichkeit der Superposition von Krümmungswerten eines Zweischichtaktors respektive eines Schichtstapels allgemein [48, 49].

2.3.2. Mechanische Energien

Bereits im Abschnitt 2.2 wurde die Biegeenergie eines gekrümmten Balkens diskutiert. Diese kann als eine Energie $E_{\kappa_{zsa}}$ der äußeren Betrachtung eines Balkenaktors verstanden werden, wenn $\kappa = \kappa_{zsa}$ gilt und EI nach Gleichung (2.24) ermittelt wird. Die

gesamte potentielle mechanische Energie (*innere Betrachtung*) E_m des Aktors ergibt sich aus den Anteilen von Dehnung und Biegung. Es gilt:

$$E_m = E_{\kappa_{zsa}} + E_{\varepsilon_{zsa}} \quad (2.30)$$

$$E_m = E_{m,a} + E_{m,s} \quad (2.31)$$

Darin ist $E_{\varepsilon_{zsa}}$ der Dehnungsanteil der mechanischen Energie. Für den Lastfall der reinen Biegung, der für den Zweischichtaktor nicht zutrifft, gilt $E_m = E_{\kappa_{zsa}}$. Ausgehend von Gleichung (2.11a) kann für die Energien der aktiven respektive passiven Schicht $E_{m,a}$ und $E_{m,s}$ eines Zweischichtaktors geschrieben werden:

$$E_{m,a} = \frac{1}{2} \int_0^{d_a} \{ \kappa_{zsa} [z_{nf} - (d_s + d_a - z)] \}^2 E_a b_a l_b dz \quad (2.32)$$

$$E_{m,s} = \frac{1}{2} \int_{d_a}^{d_a+d_s} \{ \kappa_{zsa} [z_{nf} - (d_s + d_a - z)] \}^2 E_s b_s l_b dz \quad (2.33)$$

Durch den Vergleich der Biegeenergie mit der mechanischen Gesamtenergie kann gefunden werden, dass unter der Bedingung $E_a \approx E_s$ folgendes gilt:

$$\lim_{v_d \rightarrow 0} \frac{E_{\kappa_{zsa}}}{E_m} = \frac{3}{4} \quad (2.34)$$

Der Maximalwert kann als effiziente Wirkung des Kräftepaares nach Gleichung (2.22) verstanden werden. Der jeweils verbleibende Anteil entspricht nach Gleichung (2.30) der Dehnungsenergie. Außerhalb der Einschränkungen für den Ausdruck in Gleichung (2.34) lassen sich auch theoretische Parametersätze finden, für die $E_\kappa/E_m \approx 1$ (bspw. $v_d = 10^3$, $v_E = 10^9$) gilt. In dem Fall ist die Dehnungsenergie gegenüber der Biegeenergie vernachlässigbar gering.

Ergänzend sei im Weiteren nochmals auf die Biegeenergie des Aktors eingegangen, da diese bedeutend für praktische Anwendungen des Aktors als Funktionselement ist. Der für reale Aktoren gegebene Fakt $v_b < 1$ wurde bereits in der Diskussion zur Krümmung genannt und muss auch bei der Berechnung der Energie eines Balkenaktors berücksichtigt werden. Dies gilt insbesondere, wenn zunächst von einem in diesem Sinne idealen Aktor mit $v_b = 1$ ausgegangen wurde. Für Verhältnisse $v_d < 1/10$ ist die Energie in guter Näherung aus dem Zusammenhang von Gleichung (2.11b) abzuleiten. Dabei kann, wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt, die Krümmung näherungsweise linear mit dem Verhältnis v_b skaliert werden:

$$\kappa_{zsa} \mid_{v_b < 1} \approx v_b \kappa \quad (2.35)$$

Der Längsschnitt wird dann über die Breite als homogen angenommen und der Wert der Biegesteifigkeit auf den zum dominierenden Längsschnitt korrespondierenden Querschnitt, zuvor als aktive Breite bezeichnet, festgelegt. Es ergibt sich somit:

$$E_{\kappa_{zsa}} \mid_{v_b < 1} \approx \frac{1}{2} EI l_b (\kappa_{zsa} \mid_{v_b < 1})^2 \approx v_b^2 E_{\kappa_{zsa}} \quad (2.36)$$

2.4. Physikalische Effekte zwischen Elektroden mit Potentialdifferenz

In diesem Abschnitt werden physikalische Effekte beschrieben, die bei einer Separierung von Elektroden auf der Nanometerskala relevant sein können. Die Kenntnis der Effekte ermöglicht eine Abschätzung zu deren Einfluss in elektrostatischen Aktoren.

2.4.1. Tunneleffekt, Feldemission und Spannungsdurchbruch

Der Tunneleffekt ist die quantenmechanische Erscheinung, dass Teilchen Potentialbarrieren mit endlicher Dicke, klassisch formuliert, durchdringen können. Der Teilchenbegriff ist hierbei quantenmechanisch geprägt und meint insbesondere Elektronen. Erstmals beschrieben wurde der Effekt von *Fowler* und *Nordheim* im Jahre 1928 [66]. Die von *Fowler* und *Nordheim* aufgestellten Gleichungen sind für metallische und kristalline Festkörper gültig, können aber zur Abschätzung und gegebenenfalls mit Modifikationen auch für andere Materialien eingesetzt werden. Nach den Autoren wird der Effekt auch als *Fowler-Nordheim-Tunneln* bezeichnet. Der Effekt beschreibt den Fall einer als Dreieck approximierten Barriere, wie es beim Austritt von Elektronen aus Festkörpern der Fall ist [67]. Unterschieden werden das *direkte Tunneln*, das *thermisch begünstigte Tunneln* und das *Poole-Frenkel-Tunneln* [68, 69, 70]. Letzteres ist ein Erklärungsmodell für Leitungsvorgänge in Dielektrika. Im Folgenden liegt der Fokus auf dem Austritt von Elektronen aus einem metallischen Leiter.

Der Hintergrund aller Beschreibungen zum Tunneleffekt ist die Betrachtung von Materie in der Quantenmechanik als Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Wellen [71]. Diese Wahrscheinlichkeit kann für ein Teilchen, beispielsweise das Elektron, hinter einer Potentialbarriere ungleich Null sein. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit klingt innerhalb der Potentialbarriere exponentiell ab und korreliert dabei mit deren Höhe oder äquivalent mit deren Breite [71]. Bei einem metallischen Festkörper entspricht die Austrittsarbeit W_A an der Grenzfläche zum umgebenden Medium der Höhe der Barriere. Die dem Tunneleffekt und dessen Varianten zugrunde liegenden Gleichungen sind komplex (zeitabhängige *Schrödinger*-Gleichung [71]) und sollen an dieser Stelle nicht ausgeführt werden. Eine Identifikation des Tunneleffektes kann anhand sogenannter *Fowler-Nordheim*-Darstellungen erfolgen. Dazu wird $\ln(I_e/U^2)$ über $1/U$ aufgetragen. Ergibt sich ein linearer Zusammenhang mit negativer Steigung, so ist dies nach *Chen et al.* [72] und *Hamoudi et al.* [73] ein Hinweis auf das *Fowler-Nordheim-Tunneln*.

Der Tunneleffekt manifestiert sich für eine Elektrodenanordnung mit einer Potentialdifferenz in der Feld-Elektronenemission und darauf aufbauend im Spannungsdurchbruch. Beides wird in den folgenden Absätzen diskutiert.

Feldemission

Die Feldemission, genauer Feld-Elektronenemission, tritt an Elektrodengrenzflächen zu Dielektrika an Stellen hoher elektrischer Feldstärken auf. Letztere werden beispielsweise durch konvexe Ecken respektive geometrische Spitzen, wie sie auch durch eine raue Oberfläche entstehen können, in einem homogenen elektrischen Feld hervorgerufen. Diese hohen Feldstärken erlauben den energiereichsten Elektronen über den Tunneleffekt die Elektrode zu verlassen. Die Aussendung der Elektronen wird als Emission bezeichnet. Neben der von einem starken elektrischen Feld hervorgerufenen *kalten* Fel-

demission existiert die *thermische* Feldemission. Bei Letzterer wird die für den Austritt der Elektronen notwendige Energie maßgeblich durch thermische Energie aufgebracht.

Zwei wesentliche Eigenschaften des die Feldemission begleitenden Stromflusses I_{fe} , auch als Tunnelstrom bezeichnet, sind die exponentielle Abhängigkeit vom Abstand der Elektroden d_{el} und Abhängigkeit von der Wurzel der Höhe einer rechteckigen Barriere h [71]:

$$I_{fe} \propto e^{-(2d_{el}/h)\sqrt{2m(h-E_e)}} \quad (2.37)$$

Darin ist E_e die Energie des Elektrons und m dessen Masse. Die Höhe der Barriere wird maßgeblich durch die vorhandene elektrische Feldstärke bestimmt. Letztere kann insbesondere an feinen Spitzen sehr hohe Werte erreichen und somit den Stromfluss begünstigen (s. oben).

Spannungsdurchbruch

Als Spannungsdurchbruch sei ein Vorgang definiert, bei dem durch Erhöhung der elektrischen Spannung zweier mit einem Abstand separierter metallischer Elektroden ein festgelegter Wert eines elektrischen Stroms überschritten wird. Prinzipiell kann ein Spannungsdurchbruch in jedem Dielektrikum zwischen den Elektroden auftreten. Im Folgenden wird ein Zwischenraum metallischer Elektroden betrachtet, welcher Luft als Dielektrikum enthält.

In der Literatur finden sich zahlreiche Arbeiten zur Untersuchung der Durchbruchspannung bei verschiedenen Atmosphärendrücken und Elektrodenabständen. Allgemein wird der Zusammenhang zwischen Durchbruchspannung und dem Produkt aus Elektrodenabstand und Luftdruck für eine Gasart und eine Temperatur mit dem 1889 von *Paschen* experimentell aufgestelltem *Paschen-Gesetz* beschrieben [74]. Die Herleitung der Gesetzmäßigkeit erfolgte durch *John Sealy Townsend*, weshalb auch von *Townsend-Mechanismus* gesprochen wird.

Für Elektrodenabstände $d_{el} > 6 \mu\text{m}$ wird eine Übereinstimmung mit experimentell ermittelten Daten gefunden. Demnach ist der Spannungsdurchbruch ein Lawinendurchbruch aufgrund von Stoßionisation, der durch die Präsenz von ionisierbaren Gasmolekülen sowie einer hinreichend langen Ionisationsstrecke entscheidend begünstigt wird. Für die Initiierung ist die Feldemission hilfreich aber nicht notwendig, da stets von einigen freien Ladungsträgern im Elektroden-spalt ausgegangen werden kann.

Im Bereich von $d_{el} < 3 \mu\text{m}$ werden vom *Paschen-Gesetz* abweichende geringere Durchbruchspannungen ermittelt. Von zahlreichen Autoren wird gezeigt, dass es sich für derart kleine Elektrodenabstände um Mechanismen des Vakuumdurchbruchs handelt [75, 76, 77, 78, 79], die demnach unabhängig vom Druck und der Gasart sind. Hilfreich für derartige Durchbrüche sind Elektronen die durch eine Feldemission in den Elektrodenzwischenraum eingebracht werden. Die dazu notwendigen sehr hohen elektrischen Feldstärken werden durch Mikrorauheiten und adsorbierte Ionen vor allem stark lokal begrenzt hervorgerufen [77, 78, 79, 80]. Die freigesetzten Elektronen erfahren dann eine Beschleunigung im angelegten äußeren Feld. Hohe Stromdichten an den emittierenden Punkten führen zu einer Materialverdampfung und in Folge zur Bildung eines Plasmakanals, wie *Chen et al.* [81] beschreiben. Dessen Leitfähigkeit erreicht typischerweise sehr hohe Werte, sodass auch bei geringen Kanalquerschnitten und angelegten elektrischen Spannungen hohe Stromflüsse auftreten können. Diese können in Verbindung mit der hohen Temperatur des Plasmakanals und der durch den Stromfluss induzierten Erwärmung zu einer weiteren Verdampfung und oder Zerstäubung von Elektrodenmaterial

führen. Dadurch entsteht ein sich selbst erhaltender Leitungs Kanal [81]. Die Stoßionisation wird unterdrückt, da die mittlere freie Weglänge der Elektroden im Bereich des Elektrodenabstandes liegt und somit die Ausbildung der Lawine sehr unwahrscheinlich wird [79]. Eine mathematische Beschreibung eines modifizierten *Paschen*-Gesetz, das den Bereich der kleineren Elektrodenabstände umfasst wurde beispielsweise von *Go et al.* [82] vorgestellt.

Eine verstärkte Stoßionisation ist für Elektrodenabstände im Bereich $3 \mu\text{m} \leq d_{\text{el}} \leq 6 \mu\text{m}$ zu erwarten. Dies ist durch zusätzliche Elektronen aufgrund zunehmender Feldemission und durch größere Feldstärken begünstigt. Dadurch ergibt sich der Übergang zum Vakuumdurchbruch und bei Auftragung der Durchbruchspannung über dem Elektrodenabstand ein konstanter Verlauf.

Das Gesetz von *Paschen* sagt für kleiner werdende Elektrodenabstände und auf Normaldruck normiert, eine exponentiell ansteigende Durchbruchspannung voraus. Stattdessen wird aufgrund des zuvor beschriebenen abweichenden Mechanismus ein näherungsweise linearer Zusammenhang mit dem Abstand der Elektroden beobachtet. Die Durchbruchspannung U_{db} lässt sich für $d_{\text{el}} < 3 \mu\text{m}$ wie folgt abschätzen:

$$U_{\text{db}} = K \cdot d_{\text{el}} \quad (2.38)$$

Darin ist K der ermittelte Anstieg des linearen Zusammenhanges mit Werten zwischen 65 und 350 V/ μm unter Annahme von Überhöhungsfaktoren aufgrund von Oberflächenrauheiten in den Größenordnungen $\beta = (10^1 \dots 10^2)$ [77, 79]. Konkret ermitteln *Hirata et al.* [78] einen Wert von $U_{\text{db}} = 40 \text{ V}$ für $d_{\text{el}} = 30 \text{ nm}$ zwischen einer Wolframspitze und einer Platte aus rostfreiem Stahl. *Peschot et al.* [79] dagegen ermitteln $U_{\text{db}} \approx 35 \text{ V}$ für $d_{\text{el}} = 100 \text{ nm}$ mit Gold- und Rutheniumelektroden, woran die deutliche Streuung der publizierten Ergebnisse exemplarisch aufgezeigt werden kann.

Aus den Erkenntnissen der Literaturrecherche lassen sich die folgenden wesentlichen Einflussfaktoren für den Wert der Durchbruchspannung benennen:

- Rauheiten der Elektrodenoberflächen (lokale Überhöhung des elektrischen Feldes)
- Adsorbierte Ionen, zum Beispiel aufgrund der Luftfeuchte (lokale Überhöhung des elektrischen Feldes)
- Geometrische Spitzen (globale Überhöhung des elektrischen Feldes)
- Austrittsarbeit des Elektrodenmaterials und damit des Materials selbst
- Abstand der Elektroden

Damit lässt sich die große Streuung in der Literatur publizierter Werte für die Durchbruchspannung plausibel darstellen, da ein sehr breites Spektrum an verschiedenen Versuchsaufbauten zur Ermittlung der Durchbruchspannung zu erkennen ist. Detaillierte Übersichten zu Literaturwerten finden sich in den Arbeiten von *Peschot et al.* [79] und *Go et al.* [80].

Ergänzend soll an dieser Stelle angemerkt sein, dass nicht-metallische Elektroden, wie beispielsweise dotiertes Silizium, ein zum Gesetz von *Paschen* qualitativ übereinstimmendes Verhalten zeigen. Demnach steigt die Durchbruchspannung für Elektrodenabstände $d_{\text{el}} < 1 \mu\text{m}$ nach einem zuvor erreichtem Minimum wieder an. Dies wird in der Literatur mit einem völlig abweichenden Feldemissionsverhalten von nicht metallischen Elektroden korreliert. Im Falle des Siliziums wird von *Go et al.* [80] eine Abhängigkeit vom

Dotierungstyp berichtet und mit der tendenziell geringeren Anzahl für eine Emission zur Verfügung stehender freier Elektronen eines p-Typ Halbleiters gegenüber einem n-Typ-Halbleiter begründet.

2.4.2. Der quantenmechanische *Casimir*-Effekt

Der nach *Hendrik Casimir* benannte *Casimir*-Effekt [83] ist ebenfalls ein quantenmechanisch deutbares Phänomen und wird als eine *van-der-Waals*-Kraft eingeordnet [84]. Ein anschauliches Erklärungsmodell ist, dass zwischen zwei perfekt leitfähigen, planaren und parallelen Elektroden mit einem Abstand im Bereich weniger Zehn Nanometer nur Quantenteilchen mit bestimmten *De-Broglie*-Wellenlängen existieren können. Für diese Teilchen gilt, dass der Elektrodenabstand einem Vielfachen der Hälfte dieser *De-Broglie*-Wellenlänge entspricht. Dem entgegen können auf die nach außen gewandten Seiten der Elektroden zusätzlich auch Teilchen mit abweichenden Wellenlängen existieren. Aus der Differenz der Wechselwirkungen von Elektroden und Quantenteilchen resultiert ein Nettoimpuls, der die Elektroden sich aufeinander zu bewegen lässt. Eine Abschätzung des durch den *Casimir*-Effekt auf die Elektroden wirkenden *Casimir*-Drucks p_c respektive der *Casimir*-Kraft F_c ist nach *Gusso et al.* [43] wie folgt:

$$p_c = \frac{\pi^2 \hbar c}{240 d_{\text{el}}^4} \quad (2.39)$$

$$F_c = p_c A_{\text{el}} \quad (2.40)$$

Darin ist \hbar die *plancksche* Konstante dividiert durch 2π , c die Lichtgeschwindigkeit in Vakuum, d_{el} der Elektrodenabstand und A_{el} die Fläche der Elektroden. Eine äquivalente Spannung U_c kann über die Analogie zum elektrostatischen Druck folgendermaßen abgeschätzt werden:

$$U_c = \sqrt{\frac{\pi^2 \hbar c}{\varepsilon_0 120 d_{\text{el}}^2}} \quad (2.41)$$

Darin ist ε_0 die Dielektrizitätskonstante von Vakuum. *Gusso et al.* [43] stellen in ihrer Arbeit einen Einfluss des *Casimir*-Effektes auf die Pull-In-Spannung elektrostatischer Aktoren fest. Der theoretisch untersuchte elektrostatische angetriebene Torsionsaktor zeigt bei Elektrodenabständen von 200 nm eine signifikant verringerte Pull-In-Spannung. Stützend zu den theoretischen Abschätzungen wurde der *Casimir*-Effekt auch experimentell nachgewiesen. Einige Beispiele seien im Folgenden genannt.

Broer et al. [85] finden in ihrer Arbeit durch Messungen, dass die *Casimir*-Kraft bei einem Elektrodenabstand von $d_{\text{el}} \lesssim 100$ nm äquivalent zu einer elektrostatischen Kraft mit einer Spannung von 0,2...0,6 V ist. Dies stimmt in guter Näherung mit einer Abschätzung nach Gleichung (2.41). Für Oberflächen metallischer Elektroden mit periodischen Strukturen mit einer charakteristischen Dimension < 100 nm stellen *Intravaia et al.* [86] einen verringerten *Casimir*-Effekt fest, was durch das zuvor beschriebene anschauliche Modell als plausibel dargestellt wird.

Eine Berücksichtigung der auf dem *Casimir*-Effekt beruhenden Kraft muss insbesondere für metallische Elektroden mit Abständen unter 100 nm in Betracht gezogen werden. Dafür soll die Abschätzung nach Gleichung (2.41) ausreichend sein. Genauere Abschätzungen müssen zahlreiche, zuvor exemplarisch aufgezeigte, weitere Abhängigkeiten berücksichtigen.

3. Beschreibung der neuartigen Aktorklasse

Der erste Abschnitt dieses Kapitels ist einer Beschreibung wesentlicher Merkmale der neuartigen Aktoren gewidmet. Darauffolgend wird ein analytisches Modell vorgestellt, welches das aktive mechanische Verhalten der Aktoren approximiert. Dabei erfolgt eine Unterscheidung zwischen angestrebten primären und parasitären sekundären Antriebsmechanismen. Anschließend werden Betrachtungen zur Energiebilanz der neuartigen Aktoren vorgestellt. Das Kapitel schließt mit einer Modellierung des elektrischen Verhaltens und einer Beschreibung der passiven Krümmung.

3.1. Aufbau und Prinzip der neuartigen Aktoren

Die Beschreibung der neuartigen Aktoren erfolgt in dieser Arbeit anhand eines Balkenaktors in Form eines einseitig eingespannten Kragbalkens. Prinzipiell sind jedoch vielfältige Ausprägungen mit verschiedensten Formen der Aktoren denkbar. Beispielsweise sind plattenförmige oder gekoppelte Aktoren mit jeweils verschiedenen Wirkrichtungen denkbar. Die prinzipielle Ausrichtung dieser Arbeit hin zu MEMS bestimmt die im Folgenden genannten Größenordnungen der Abmessungen.

Für die neuartigen Aktoren wird die englische Bezeichnung „nanoscopic electrostatic drive“, etwa „nanoskaliger elektrostatischer Antrieb“, mit dem Akronym NED geprägt [6].

Aufbau

Die Abbildung 3.1 zeigt zwei schematische Darstellungen des Balkenaktors mit der in Abbildung 3.1a sichtbaren charakteristischen periodischen Struktur. Ein spezifischer Abschnitt nach Abbildung 3.1b wird als Zelle bezeichnet. Eine solche stellt die kleinste realisierbare Aktoreinheit dar. In einem vereinfachten Modell zur Erläuterung des Aktoraufbaus wird von dem typischen Fall symmetrischer Zellen ausgegangen. Die Symmetrie besteht zur z-Achse bei der halben Zelllänge entlang der x-Achse. Gewöhnliche Zelllängen liegen im Bereich einiger Mikrometer bis einiger zehn Mikrometer. Die spezifische Gestalt der Elektroden und des Substrates in einem Längsschnitt (xz-Ebene) wird auch als Geometrie bezeichnet. Für die Bezeichnung wird ein Präfix bestehend aus einem Buchstaben vorangestellt, der die prinzipielle Gestalt approximiert. Beispielsweise wird die in Abbildung 3.1 dargestellte Geometrie mit dem Präfix „Λ“ geführt und im Weiteren näher beschrieben.

Weitere wesentliche Merkmale einer Zelle sind zwei getrennt ansteuerbare elektrisch leitfähige Elektroden, die im Bereich des elektrischen Feldraumes durch den Elektroden-spalt mit einem Abstand $d_{el} < 1 \mu\text{m}$ separiert sind. Im Modell ist dieser Spalt konform zu den angrenzenden Schichten und weist damit stets die gleiche Höhe senkrecht zu den angrenzenden Oberflächen auf. Der Spalt wird im abgebildeten Modell über elektrisch isolierende Abstandshalter definiert, welche auch mechanische Stützstellen der oberen

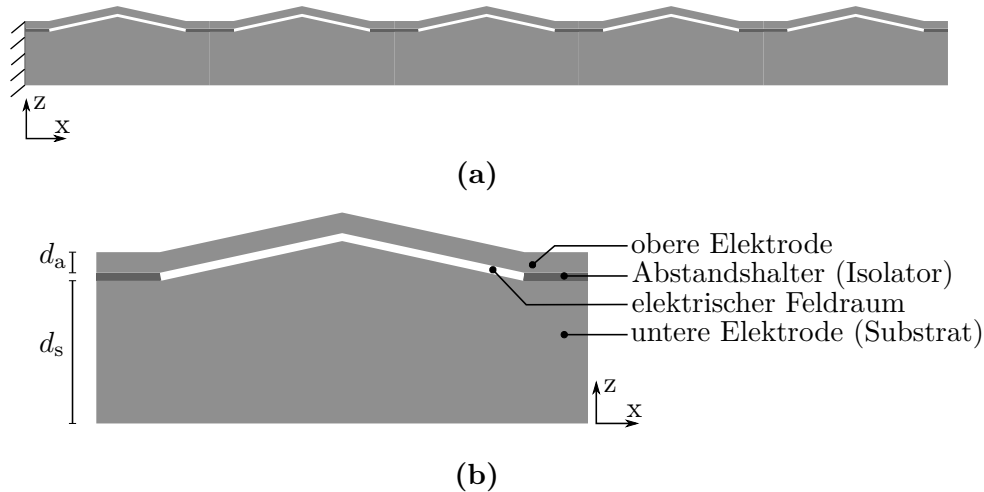


Abb. 3.1.: Schematische Darstellung eines Balkenaktors mit A-Geometrie: Jeweils im Längsschnitt: **a:** Balkenaktor aus einer Anordnung mehrerer Aktorzellen; **b:** vergrößerte Darstellung einer einzelnen Zelle; Schichtdickenverhältnis $v_d = d_a/d_s \approx 10$

Elektrode darstellen. Entsprechend der in einem Schnitt in der xz -Ebene sichtbaren Anordnung wird unterschieden zwischen oberer (OE) und unterer Elektrode (UE). Typische Schichtdicken der Elektroden liegen im Mikrometer- bis Submikrometerbereich. Wie in diesem Modell angenommen, ist es möglich, dass eine der Elektroden gleichzeitig als Substrat interpretiert werden kann. Das Substrat, hier die UE, weist stets eine größere Dicke als die obere Elektrode auf. Andernfalls und praxisnäher sind die Elektroden über geeignete Strukturen und gegebenenfalls zusätzliche Schichten elektrisch untereinander und von einem zusätzlichen Substrat isoliert (siehe Folgeabschnitt 3.2.4). Es sind jeweils sämtliche oberen und unteren Elektroden der einzelnen Zellen elektrisch und mechanisch verbunden.

Prinzip

Der in dieser Arbeit vorgestellte neuartige Aktor beruht auf dem elektrostatischen Antriebsprinzip. Die elektrischen Ladungen befinden sich auf den zwei Elektroden mit einem Abstand im Bereich weniger Hundert Nanometer zueinander. Der primäre Aktuationsmechanismus basiert auf einer attraktiven Kraftwirkung zwischen den Elektroden. Prinzipiell ist jedoch auch eine Aktuierung mit repulsiver Kraftwirkung bei geeigneter Ansteuerung denkbar. Einige Beispiele repulsiver elektrostatischer Antriebe wurden in Abschnitt 1.1.1 genannt.

Die Kraftwirkung auf die Elektroden führt zu Reaktionskräften und -momenten innerhalb der Struktur, die im Ergebnis eine Krümmung der Aktorzelle bewirken. Diese Krümmung kann nach Gleichung (2.9) mit mechanischen Spannungen in der Struktur korreliert werden. Demnach kann das NED-Prinzip als eine Transformation der *Coulomb*-Kräfte zwischen den Elektroden in mechanische Spannungen innerhalb der Elektroden verstanden werden. Eine Analogie zu Zweischichtaktoren ist naheliegend, wonach eine der Elektroden verspannt gegenüber der anderen Elektrode ist und so zu einer Krümmung des Schichtstapels führt. Die neuartige Transformation wird durch die Mikromechanik der Elektroden mit ihrer spezifischen Gestalt bewerkstelligt, welcher somit ein kennzeichnendes und einflussreiches Merkmal der NED-Aktoren ist. Ein Modell zur Beschreibung der Mechanik wird in einem folgenden Abschnitt 3.2.1 gegeben.

Essentiell ist, dass die Elektroden eine ungleiche Deformationscharakteristik aufweisen. Als solche wird der Verlauf der Verschiebungen entlang der Ausdehnung in x -Richtung bei einer Streckenlast definiert. Für Elemente ähnlich zu einem Balken entspricht dies der Biegelinie (vgl. Abschnitt 2.2). Die unterschiedliche Charakteristik wird beispielsweise durch verschiedene Schichtdicken bei ansonsten gleichen Parametern oder durch die spezifische Geometrie erreicht. Nur durch diesen Unterschied kann eine von Null verschiedene resultierende Krümmung der Aktorzelle bewerkstelligt werden. Eine besondere Bedeutung kommt dabei der OE zu, die im dargestellten und typischen Beispiel als aktive Elektrode gegenüber der passiven UE wirksam wird. Diese Einordnung ergibt sich dabei aus den Verhältnissen der mechanischen Spannungen in den Elektroden entsprechend der erwähnten Analogie zu Zweischichtaktoren.

Das elektromechanische Verhalten einer jeden Zelle in einem Balkenaktor nach Abbildung 3.1a wird als gleich angenommen, sodass von einer Einzelzelle näherungsweise auf den gesamten Balkenaktor geschlossen werden kann. Ursächlich für die Näherung sind abweichende Randbedingungen an der ersten und letzten Zelle aufgrund fehlender Nachbarn, sodass sich Abweichungen ergeben können. Die Erkenntnis der gleichartigen Funktion jeder einzelnen Zelle ist essentieller Grundstein beim Verständnis des Aktorprinzips und der zugehörigen Simulationsmodelle. Daraus ergibt sich zudem sofort die Analogie zu einem Zweischichtaktor nach Abschnitt 2.3, da wie bei diesem die Krümmung in der Ebene des Längsschnittes *nicht* von der Position entlang des Balkenaktors abhängt.

3.2. Beschreibung des elektromechanischen Verhaltens

In diesem Abschnitt erfolgt die Beschreibung elektromechanischer Modelle, die insbesondere einen Zusammenhang von elektrischer Antriebsspannung und Deformation der Aktoren herstellen. Es wird eine Unterscheidung zwischen primären und sekundären Mechanismen vorgenommen. Mithilfe der Modelle werden Aussagen zu Einflussmöglichkeiten auf das qualitative mechanische Verhalten angestrebt. Eine Einschränkung erfolgt, wie bereits einleitend dargestellt, hinsichtlich der Dynamik. So wird einzig ein statisches Aktuationsregime betrachtet, wodurch Trägheitskräfte und fluidische Wechselwirkungen vernachlässigt werden können und keine Zeitabhängigkeiten auftreten.

3.2.1. Der primäre Aktuationsmechanismus

Der grundlegende Zusammenhang zwischen angelegter elektrischer Spannung U und daraus resultierender Krümmung κ des Balkenaktors wird im Folgenden untersucht. Die Betrachtung erfolgt anhand der zuvor eingeführten Λ -Geometrie (s. Abbildung 3.1). Ziel ist es, Erkenntnisse zum qualitativen Verhalten der neuartigen Aktorklasse zu gewinnen.

Es ist wichtig an dieser Stelle anzumerken, dass zunächst von einem luftgefüllten Elektrodenspalt ausgegangen wird. Während andere Fluide im Wesentlichen aufgrund ihrer dielektrischen Eigenschaften die *Coulomb*-Kraft modulieren, gelten andere Zusammenhänge im Falle von Feststoff-Dielektrika im Spalt. Die Betrachtung einer solchen Aktuation erfolgt im Abschnitt 3.2.4.

Das für die Aktorklasse geprägte Akronym NED wird auch für die Benennung des primären Aktuatoreffektes verwendet, wobei verdeutlichend die Bezeichnung NED-Effekt genutzt werden kann.

Aufgrund einer angenommenen unendlichen homogenen Ausdehnung in y-Richtung (s. Abbildung 3.1) ist die Beschreibung des Mechanismus anhand eines 2D-Modells möglich. Infolge dessen erscheint die Breite b des Aktors als irrelevanter Parameter. Es wird zudem wie zuvor von symmetrischen Aktorzellen ausgegangen, sodass die Betrachtung weiter reduziert anhand einer Halbzelle durchgeführt werden kann. Folgende weiteren Annahmen gelten:

- obere und untere Elektrode bestehen aus dem gleichen Material
- die untere Elektrode entspricht gleichzeitig dem Substrat und es gilt $v_d \leq 1$
- die Anordnung der Elektroden entspricht einem Plattenkondensator
- der Abstand der Elektroden ändert sich auch bei Aktuation nicht; es gilt $d_{el} = \text{konstant}$
- die Länge des Abstandhalters ist deutlich kleiner als die Zelllänge ($l_s \ll l_z$, vgl. Abbildung 3.2)
- die aus den *Coulomb*-Kräften resultierende Streckenlast auf die Elektroden wird vereinfachend jeweils als punktuelle Einzelkraft berücksichtigt

Im Folgenden sei auf die Variation des charakteristischen Geometriewinkels φ fokussiert. Die hier gezeigte Näherung basiert auf den Theorien und Prinzipien zu Tragwerken in der technischen Mechanik [61, 87]. Folglich wird eine Starrkörpernäherung angewandt.

Ein Tragwerkmodell wurde zuvor auch in Zusammenarbeit mit *Gaudet* und *Stolz* entwickelt. Es erlaubt jedoch keine vollständige und stetige Beschreibung und basiert auf empirischen Annahmen.

Die Abbildungen 3.2a und 3.2b zeigen eine Aktorzelle in verschiedenen Varianten, sowie die allgemeine Tragwerknäherung in 3.2c. Als ein Geometrieparameter ist φ als Winkel zwischen der horizontalen Längsachse und dem schrägen Teil der oberen Elektrode mit zulässigen Werten im Intervall $(-90^\circ; 90^\circ)$ definiert. Dies schließt insbesondere auch einen Winkel von $\varphi = 0$ ein, bei dem sich eine ebene Elektrodengeometrie ergibt. Für verschiedene Vorzeichen des Geometriewinkels φ ergeben sich sehr ähnliche aber im Detail verschiedentliche Gestaltungen. Konkret ist für Geometriewinkel $\varphi < 0$ eine zusätzliche Strecke entsprechend $-l_z \tan \varphi$ zu berücksichtigen. Entsprechend ist, wie in Abbildung 3.2b gezeigt, für die Länge des korrespondierenden Tragwerkteils in Abbildung 3.2c zwischen den Punkten 2 und 3 (Tragwerkabschnitt z_9) eine Fallunterscheidung vorzunehmen. Ein derartiges Vorgehen ist notwendig, um eine sinnhafte Definition der Geometrie im gesamten Winkelbereich sicherzustellen.

Die Beschreibung zur Berechnung des Tragwerkes ist im Folgenden auf die wesentlichen Punkte beschränkt. Der Algorithmus zur Ermittlung der Lösung wurde zweckmäßig mithilfe eines Computer-Algebra-Systems durchgeführt.

In der Abstraktion ist die obere Elektrode durch ein Tragwerkelement und die untere Elektrode durch zwei Tragwerkelemente genähert. Die vertikal verschieblichen Lager in den Punkten A und C bilden die Symmetrie der Aktorzelle ab. Als Antrieb des Mechanismus dient die *Coulomb*-Kraft F_{el} auf die Elektroden analog zu Gleichung (1.2), die als Kräftepaar mit verschwindendem Moment modelliert wird. Da die Elektrodenfläche

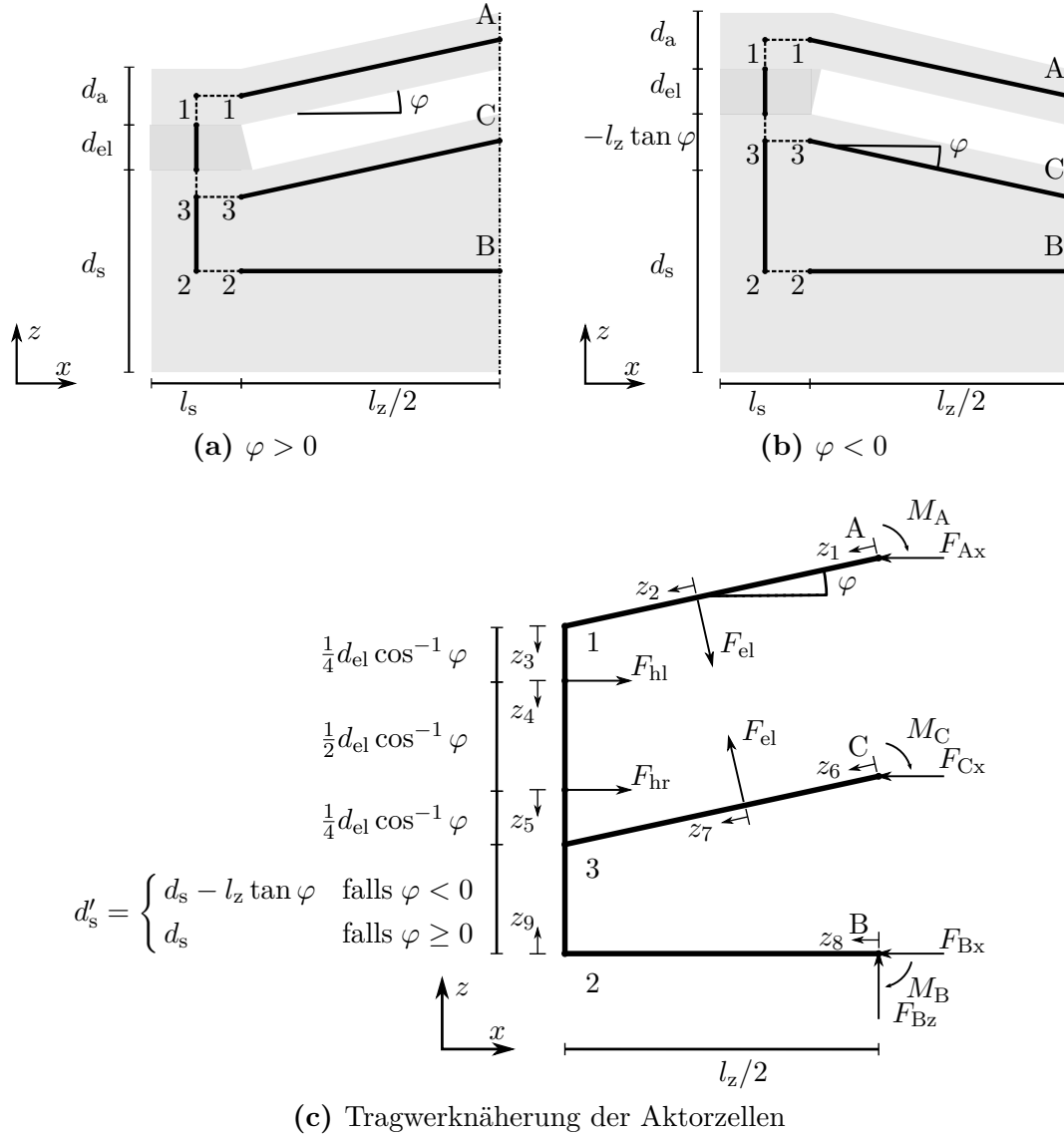


Abb. 3.2.: Darstellung einer Aktorzelle und Tragwerknäherung: Veranschaulichung der Geometrie für **a** $\varphi > 0$ und für **b** $\varphi < 0$; **c**: Tragwerkdarstellung im Freischnitt mit Reaktionsgrößen

selbst eine Funktion des Geometriewinkels φ ist, muss dies auch für die *Coulomb*-Kraft berücksichtigt werden. Es gilt daher hier:

$$F_{\text{el}} = \frac{U^2}{2} \frac{\varepsilon_0 b l_z}{2 \cos \varphi d_{\text{el}}^2} \quad (3.1)$$

Zur Ermittlung der sieben Reaktionsgrößen in Abbildung 3.2 sind die gleiche Anzahl unabhängiger Gleichungen notwendig. Drei dieser Gleichungen können aus den fundamentalen Gleichgewichten der Kräfte und Momente erhalten werden. Vier weitere Gleichungen ergeben sich durch Anwendung des Prinzips von *Castigliano* über die Formulierung der Formänderungsarbeit W [87]. In weiterer Vereinfachung ergibt sich die Arbeit einzig aufgrund der Biegemomente M_i in den einzelnen i Tragwerkabschnitten, sodass die Anteile aufgrund von Dehnung, Querkraft und Torsion vernachlässigt werden:

$$W = \sum_i \frac{1}{2} \int_0^{l_i} \frac{M_i}{EI_i} dz_i \quad (3.2)$$

Darin sind l_i die Längen der Tragwerkabschnitte über die die Biegemomente integriert werden. Dabei wird für alle Abschnitte vereinfachend die gleiche Biegesteifigkeit angenommen und auf den Wert der oberen Elektrode gesetzt. Die Dicke der unteren Elektrode wird durch das Tragwerk der Abschnitte z_6 bis z_9 und insbesondere durch die Länge des Abschnittes z_9 näherungsweise berücksichtigt.

Im Weiteren seien die Reaktionsgrößen in Punkt B statisch bestimmt und alle Weiteren statisch unbestimmt. Entsprechend dem zweiten Satz von *Castigliano* kann die Verschiebung respektive Verdrehung aufgrund einer statisch unbestimmten Reaktionsgröße durch partielle Ableitung der gesamten Formänderungsarbeit eines Tragwerkes nach dieser Reaktionsgröße formuliert und mit Null gleich gesetzt werden [87]. Dadurch kann die unbestimmte Reaktionsgröße prinzipiell ermittelt werden. Eine geeignete Formulierung kann folgendermaßen auf Basis von Gleichung (3.2) allgemein angegeben werden:

$$\frac{\partial W}{\partial F} = \sum_i \int_0^{l_i} \frac{M_i}{EI_i} \frac{\partial M_i}{\partial F} dz_i \quad (3.3)$$

Für das in Abbildung 3.2 dargestellte Modell werden die zur Formänderungsarbeit beitragenden Momente der neun Tragwerkabschnitte wie folgt formuliert:

$$M_1 = -M_A + F_{Ax} (\sin \varphi) z_1 \quad (3.4)$$

$$M_2 = -M_A + F_{Ax} \sin \varphi \left(z_2 + \frac{l_z + 2d_{el}}{4 \cos \varphi} \right) + F_{el} z_2 \quad (3.5)$$

$$M_3 = -M_A + F_{Ax} \left(z_3 + \frac{l_z}{2} \tan \varphi \right) + F_{el} \left(z_3 \sin \varphi + \frac{l_z - 2d_{el}}{4 \cos \varphi} \right) \quad (3.6)$$

$$M_4 = -M_A + F_{Ax} \left(z_4 + \frac{d_{el}}{4 \cos \varphi} + \frac{l_z}{2} \tan \varphi \right) + F_{el} \left[\left(z_4 + \frac{d_{el}}{4 \cos \varphi} \right) \sin \varphi + \frac{l_z - 2d_{el}}{4 \cos \varphi} \right] + F_{hl} z_4 \quad (3.7)$$

$$M_5 = -M_A + F_{Ax} \left(z_5 + \frac{3d_{el}}{4 \cos \varphi} + \frac{l_z}{2} \tan \varphi \right) + F_{el} \left[\left(z_5 + \frac{3d_{el}}{4 \cos \varphi} \right) \sin \varphi + \frac{l_z - 2d_{el}}{4 \cos \varphi} \right] + F_{hl} \left(z_5 + \frac{d_{el}}{2 \cos \varphi} \right) + F_{hr} z_5 \quad (3.8)$$

$$M_6 = M_c - F_{Cx} z_6 \sin \varphi \quad (3.9)$$

$$M_7 = M_c - F_{Cx} \left(z_7 + \frac{l_z - 2d_{el}}{4 \cos \varphi} \right) \sin \varphi + F_{el} z_7 \quad (3.10)$$

$$M_8 = M_B + F_{By} z_8 \quad (3.11)$$

$$M_9 = M_B + F_{By} \frac{l_z}{2} + F_{Bx} z_9 \quad (3.12)$$

Für die Integrationsgrenzen gilt:

$$l_1 = l_7 = \frac{l_z + 2d_{\text{el}}}{4 \cos \varphi} \quad (3.13)$$

$$l_2 = l_6 = \frac{l_z - 2d_{\text{el}}}{4 \cos \varphi} \quad (3.14)$$

$$l_3 = l_5 = \frac{d_{\text{el}}}{4 \cos \varphi} \quad (3.15)$$

$$l_4 = \frac{d_{\text{el}}}{2 \cos \varphi} \quad (3.16)$$

$$l_8 = \frac{l_z}{2} \quad (3.17)$$

$$l_9 = d'_s \quad (3.18)$$

Für d'_s als Länge des Tragwerkabschnittes zwischen den Punkten 2 und 3 soll, wie bereits angesprochen, eine zweckmäßige Fallunterscheidung in Abhängigkeit vom Vorzeichen des Geometriewinkels φ gelten:

$$d'_s = \begin{cases} d_s - l_z \tan \varphi & \text{falls } \varphi < 0 \\ d_s & \text{falls } \varphi \geq 0 \end{cases} \quad (3.19)$$

Es sind weiter F_{hl} und F_{hr} zwei Hilfskräfte vom Betrag Null, mit denen an den korrespondierenden Punkten im Tragwerk die Verschiebungen mit Hilfe von Gleichung (3.3) ermittelt werden können, und in Folge auf die Krümmung der Aktorzelle geschlossen werden kann. Das zur Berechnung sämtlicher Reaktionsgrößen zu lösende Gleichungssystem synthetisiert sich aus den vier Gleichungen vom Typ (3.3) für alle unbestimmten Reaktionsgrößen außer F_{hl} und F_{hr} und den drei fundamentalen Gleichgewichten eines jeden Tragwerkes. Diese Gleichgewichte werden wie folgt formuliert:

$$\sum F \vec{e}_x : 0 = -F_{\text{Ax}} - F_{\text{Bx}} - F_{\text{Cx}} - F_{\text{hl}} - F_{\text{hr}} \quad (3.20)$$

$$\sum F \vec{e}_z : 0 = F_{\text{Bz}} \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} \sum M^{(B)} : 0 = & M_{\text{A}} + M_{\text{B}} + M_{\text{C}} \\ & - F_{\text{Ax}} \left(\frac{d_{\text{el}}}{\cos \varphi} + \frac{l_z}{2} \tan \varphi + d'_s \right) - F_{\text{Cx}} \left(\frac{l_z}{2} \tan \varphi + d'_s \right) \\ & - F_{\text{hl}} \left(\frac{3d_{\text{el}}}{4 \cos \varphi} + d'_s \right) - F_{\text{hr}} \left(\frac{d_{\text{el}}}{4 \cos \varphi} + d'_s \right) \end{aligned} \quad (3.22)$$

Konkret müssen die Koeffizientenmatrix \mathbf{S} und der Spaltenvektor der rechten Seite \mathbf{r} aufgestellt werden, sodass der Spaltenvektor \mathbf{L} mit den Lösungen der Unbekannten, die hier den Reaktionsgrößen ohne F_{hl} und F_{hr} entsprechen, nach $\mathbf{L} = \mathbf{S}^{-1} \cdot \mathbf{r}$ berechnet werden kann.

Mit Hilfe der Lösung können die Verschiebungen v_{Fhl} und v_{Fhr} am Ort der Hilfskräfte durch erneute Anwendung von Gleichung (3.3) ermittelt werden. Die Krümmung ergibt sich dann zu:

$$\kappa = \frac{2(v_{\text{Fhl}} - v_{\text{Fhr}})}{d_{\text{el}}} \quad (3.23)$$

Die vollständige Gleichung für κ weist mehr als 1000 Terme auf, die vorrangig den trigonometrischen Funktionen geschuldet sind, und ist aus diesem Grund hier nicht vollständig wiedergegeben. Im Anhang C findet sich ein stark vereinfachter Ausdruck für die Krümmung, der durch Annahmen und Einschränkungen ermittelt werden kann. Der Zusammenhang zwischen Krümmung und Geometriewinkel ist für den vollständigen Ausdruck von κ in der Grafik 3.3 den Ergebnissen eines entsprechenden numerischen Simulationsmodells¹ gegenübergestellt. Die Bedingung $d_{\text{el}} = \text{konstant}$ ist mit einem im Simulationsmodell ermittelten Verhältnis von $v_{\text{sim}} = w/d_{\text{el}} < 2 \cdot 10^{-4}$ erfüllt. Dabei ist w die Verschiebung der oberen Elektrode relativ zur unteren in der Zellmitte zwischen den Punkten A und C. Es lässt sich eine qualitative Übereinstimmung im gesamten untersuchten Winkelintervall $-70^\circ \leq \varphi \leq 70^\circ$ für den gewählten Parametersatz feststellen. Das Modell ist somit unter Berücksichtigung der eingangs statuierten Annahmen ein probates Mittel, um grundlegende Zusammenhänge des primären Aktormechanismus zu untersuchen.

Auf einige Charakteristiken des in Abbildung 3.3 gezeigten Zusammenhanges soll kurz eingegangen sein. Im Bereich moderater Geometriewinkel $|\varphi| \approx 10^\circ$ werden lokale Extrema deutlich, die eine Geometrieabhängigkeit des neuartigen Aktoreffektes besonders hervorheben. Dies impliziert eine Überlegenheit hinsichtlich einer möglichst großen Krümmung bei einer vorhandenen Geometrie, das heißt immer wenn $\varphi \neq 0$ gilt, gegenüber dem flachen Elektrodenverlauf entsprechend $\varphi = 0$. Ausnahmen bilden hier lediglich die Parametersätze im Bereich von $\varphi \approx 45^\circ$, bei denen ebenfalls sehr kleine oder sogar keine Krümmungen bei ansonsten gleichen Parametern auftreten können. Sehr hohe Krümmungen werden auch im Bereich $|\varphi| > 60^\circ$ erreicht. Derartige Strukturen müssen für praktische Realisierungen jedoch kritisch mit den technologischen Möglichkeiten abgeglichen werden, sodass moderate Winkel vorteilhaft erscheinen.

Im Detail wird zudem deutlich, dass Geometrien mit $\varphi < 0$ für gleiche Geometriewinkel $|\varphi|$ größere Absolutwerte der Krümmung aufweisen. Diese Abweichung kann durch Untersuchungen des Tragwerkmodells auf die Asymmetrie des Modells selbst zurückgeführt werden. Mithin ergeben sich in Abhängigkeit vom Vorzeichen des Geometriewinkels unterschiedliche (innere) Reaktionsgrößen. Die abhängige Definition der Tragwerkklänge d'_s leistet einen *zusätzlichen* Beitrag zur genannten Abweichung. Der Beitrag manifestiert sich in einem vergrößerten und stets konstruktiven Moment, modellhaft um dem Punkt B vorstellbar, welches die Krümmung für $\varphi < 0$ befördert.

Bemerkenswert ist im Weiteren die negative Krümmung für $\varphi = 0$, das heißt der Krümmungsmittelpunkt liegt auf der Seite der steiferen Elektrode.

Die zwischen Simulation und der Theorie auftretenden Abweichungen werden den getätigten Annahmen (s. o.) zugeordnet. Der gewählten Tragwerknäherung ist die Vernachlässigung von elastischen Effekten inhärent. Daraus folgt eine Abweichung für das Äquivalent eines beidseitig eingespannten und senkrecht zur Längsachse belasteten Balkens (Durchbiegung der OE). In der Grafik 3.3 entspricht dies dem Bereich kleiner Winkel $\varphi < |1^\circ|$. Für diesen Fall sind parallel zur Längsachse des Balkens Dehnkräfte aufgrund der Last zu erwarten, die im Tragwerk nicht abgebildet werden. Die generell hohe Übereinstimmung der Tragwerknäherung mit dem numerischen Modell deutet darauf hin, dass derartige Dehnkräfte für die Beschreibung des qualitativen Verhaltens im untersuchten Parametersatz vernachlässigt werden können.

¹Es wird eine Validität der numerischen Simulationsmodelle aus Kapitel 5 an dieser Stelle vorweggenommen, die erst im Kapitel 6 nachgewiesen wird

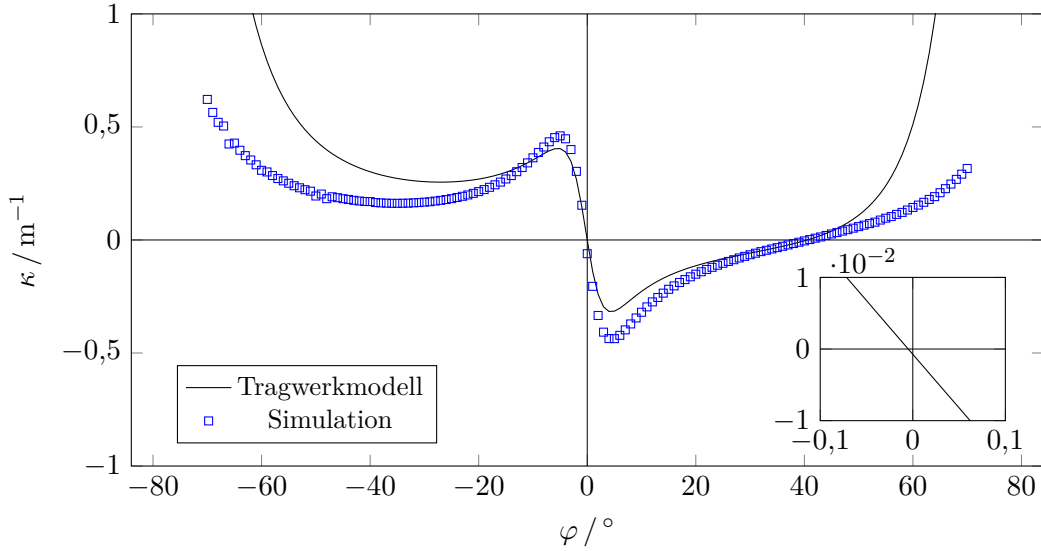


Abb. 3.3.: Gegenüberstellung von Ergebnissen der numerischen Simulation und des vorgestellten Tragwerkmodells: Dargestellt ist der Zusammenhang zwischen Krümmung κ und dem Geometriewinkel φ einer Aktorzelle mit den Parametern: $l_z = 2,5 \mu\text{m}$, $d_a = 0,5 \mu\text{m}$, $d_{el} = 0,2 \mu\text{m}$, $d_s = 5 \mu\text{m}$, $l_s = 0,5 \mu\text{m}$ und $U = 10 \text{ V}$; $v_d = 10$, vgl. auch Abbildung 3.1; die Werte der Theorie sind auf die Größe des Wertes des numerischen Modells bei $\varphi = -11^\circ$ normiert

Weitergehende Überlegungen besagen einen zunehmenden Einfluss der Dehnkräfte, je mehr die angenommenen Stäbe eher durch Seile zu ersetzen wären, das heißt je länger und schlanker sie bei gleichzeitiger Abnahme der Biegesteifigkeit werden. In diesem Fall können in Längsrichtung des Elements auftretende Dehnkräfte aufgrund der deformationsbedingten Längung erheblichen Einfluss auf die Mechanik ausüben. Dies soll nicht mit der Näherung von Gleichung (3.3) verwechselt werden, die Dehnkräfte aufgrund der Reaktionsgrößen vernachlässigt. Die Auswirkung der Dehnkräfte als Überlagerung zu dem Tragwerkmechanismus ist vom Vorzeichen des Geometriewinkels abhängig. So wird für $\varphi < 0$ eine konstruktive und für $\varphi \geq 0$ eine destruktive Überlagerung hinsichtlich der Zielgröße $|\kappa|$ erwartet.

Anschaulich geht die qualitative Übereinstimmung in Abbildung 3.3 insbesondere auch dann verloren, wenn die Durchbiegung der oberen Elektrode groß wird. Dies führt im numerischen Modell mit iterativem Lösungsprozess zu einer Modulation der *Coulomb*-Kraft mit der Proportionalität $F_{el} \propto d_{el}^{-2}$. Dafür wesentliche bestimmende Parameter sind die Kraft selbst mit deren Parametern U und d_{el} , in Relation zur Biegesteifigkeit EI und Länge $l_z/(2 \cos \varphi)$ der oberen Elektrode. So ist in jedem Fall die *Coulomb*-Kraft im numerischen Modell höher als im Tragwerkmodell und damit auch die auftretende Krümmung des Aktors.

Die zunehmende Abweichung zwischen numerischen Modell und Tragwerkmodell für $|\varphi| \geq 50^\circ$ liegt auch in der Definition des Kräftepaars, welches die *Coulomb*-Kraft auf die Elektroden repräsentiert, begründet. Die Angriffspunkte der Einzelkräfte nähern sich für die Intervallgrenzen von φ den geometrischen Rändern der Aktorhalbzelle an (vgl. auch Definitionen der Integrationsgrenzen für $\varphi \rightarrow \pm 90^\circ$). Dadurch sinkt die Wiedergabegüte der tatsächlich als Streckenlast auftretenden *Coulomb*-Kräfte.

Des Weiteren wird angemerkt, dass für die Flanke der Zelle, dargestellt durch die Abschnitte z_3 , z_4 , z_5 und z_9 , ideal einzig eine Verkipfung zulässig ist (vgl. *bernoullische*

Annahmen). Dies wird im Modell näherungsweise durch kurze respektive sehr kurze Stablängen realisiert. Eine bessere Näherung kann durch zusätzliche Stäbe erreicht werden, die die angesprochene Flanke entsprechend eines Fachwerkes stabilisieren. Durch weitere hier nicht explizit dargestellte derartige Untersuchungen ist nachweisbar, dass dies keinen qualitativen Einfluss hat. In gleicher Weise ist die Positionierung der Hilfskräfte zur Ermittlung der Krümmung im Abschnitt z_9 des gezeigten Tragwerks möglich, da von einer Verkipfung der Flanke als Ganzes ausgegangen werden kann.

Zusammenfassung

Mithilfe der Tragwerknäherung kann das qualitative Verhalten bei einer Parametervariation des charakteristischen Geometriewinkels vollständig abgebildet werden. Alle wesentlichen Charakteristiken, wie Bewegungsumkehr, Nulldurchgänge sowie Extrema, stimmen mit dem numerischen Referenzmodell überein. Die Tragwerknäherung kann damit als zulässig erachtet werden. Dies impliziert zudem, dass der wesentliche und bestimmende Einfluss von der Geometrie des Tragwerk ausgeht und die bereits angesprochenen Dehnkräfte vernachlässigt werden können.

Wie im Verlaufe der Arbeit noch gezeigt wird, lassen sich verschiedenste Gestaltungsvarianten der Elektroden stets auf eine äquivalente Λ -Geometrie zurückführen, wodurch eine grundsätzliche Bewertung der Leistungsfähigkeit der tatsächlichen Elektrodengestalt respektive Geometrie mit Hilfe der dargestellten Zusammenhänge möglich wird. Dies ist insbesondere auch vor dem Hintergrund der Wahl der Fertigungstechnologie interessant, welche maßgeblich die Gestaltungsfreiheit bestimmt.

Durch das Verständnis der oberen Elektrode als Generator mechanischer Spannungen, die eine Krümmung auf einem passiven Substrat analog zu Zweischichtaktoren bewirken, ergibt sich eine weitere Analogie zu den Letztgenannten. In Verbindung mit der bereits genannten Analogie können die Gesetzmäßigkeiten und qualitativen Zusammenhänge in der mechanischen Domäne von Zweischichtaktoren (s. Abschnitt 2.3) auch auf die NED-Aktoren angewandt werden. Ein wichtiger Unterschied in diesem Zusammenhang ist jedoch die Erkenntnis, dass die mechanischen Spannungen im Falle des NED-Effektes als uniaxial angenommen werden können und nicht biaxial wie es für typische Umsetzungen der Zweischichtaktoren mit piezoelektrischen Materialien oder dem thermomechanischen Effekt der Fall ist.

Es soll an dieser Stelle darauf hingewiesen sein, dass das Modell ebenso für repulsive elektrostatische Kräfte zwischen den Elektroden gültig ist. Zudem besteht keine Beschränkung auf die *Coulomb*-Kraft, das heißt jede Kraftwirkung zwischen den Elektroden senkrecht zu deren Oberfläche ist geeignet den NED-Effekt anzuregen. Insbesondere in der Mikrosystemtechnik ist jedoch das elektrostatische Prinzip aufgrund des vergleichsweise einfachen Aufbaus und der damit verbundenen weniger aufwändigen Fertigung sowie der günstigen Skalierung entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 1.1.1 bevorzugt.

3.2.2. Ersatzparameter

Ein prominentes Vergleichsvehikel der neuartigen Aktorklasse in Form des Balkenaktors sind Zweischichtaktoren, wie sie im Kapitel der Grundlagen vorgestellt wurden. Es soll nun das bekannte Verhalten eines NED-Aktors, anhand dessen Kenngrößen Biegesteifigkeit EI und Krümmung κ , zur Modellierung eines äquivalenten Zweischichtaktors genutzt werden. Ein solches Vorgehen kann aus Gesichtspunkten des Berechnungsaufwandes erhebliche Vorteile in der numerischen Simulation bieten, da lediglich zwei

Schichten modelliert werden müssen. Des Weiteren können die Ersatzparameter für einen NED-Aktor auch die direkte Vergleichbarkeit mit klassischen Zweischichtaktoren ermöglichen.

Aus den beiden Kenngrößen kann ein äquivalentes Moment M_{aeq} berechnet werden, welches jede Zelle in gleicher Weise aufbringt. Die dadurch implizierte kreisförmige Biegelinie eines Balkenaktors ist ein Kennzeichen von Zweischichtaktoren. Die Vorgaben für das numerische Modell bestehen dann in einem Substrat mit äquivalenter Dicke $d_{\text{s,aeq}}$ als Repräsentation der Biegesteifigkeit und einer im Vergleich dazu sehr dünnen vorgespannten Schicht mit der äquivalenten Eigenspannung $\sigma_{\text{in,aeq}}$. Wird das Ersatzmodell mithilfe der Näherung von *Stoney* nach Gleichung (2.1) erstellt, so lassen sich die äquivalenten Größen wie folgt ableiten:

$$M_{\text{aeq}} = EI \kappa \quad (3.24)$$

$$d_{\text{s,aeq}} = \left(\frac{12 EI}{E_s b} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.25)$$

$$\sigma_{\text{in,aeq}} = \frac{\kappa d_{\text{s,aeq}}^2}{6 d_a} \frac{E_s}{1 - \nu_s} \quad (3.26)$$

Die abgeleiteten Ersatzparameter können das Aktorverhalten näherungsweise für einen Parametersatz abbilden, wodurch Entwurfs und Entwicklungsprozesse vereinfacht und beschleunigt werden können. Es ist wichtig nochmals anzumerken, dass die Ersatzparameter aufgrund ihrer eigenen wechselseitigen Abhängigkeit stets nur genau eine Gestaltungsvariante einer genäherten Aktorgeometrie repräsentieren können. Die aus der Abhängigkeit resultierenden Folgen werden auch im anschließenden Abschnitt der Skalierung deutlich.

Aus der äquivalenten Eigenspannung lässt sich auch ein äquivalentes Dehnungsmodul $d_{31,\text{aeq}}$ definieren, welches aus Gleichung (3.26) und der Dehnungsdefinition des inversen piezoelektrischen Effekts resultiert [65]:

$$\varepsilon E_a = \sigma_{\text{in,aeq}} = d_{31,\text{aeq}} \frac{U}{d_{\text{el}}} E_a \quad (3.27)$$

$$d_{31,\text{aeq}} = \frac{\kappa d_{\text{s,aeq}}^2 d_{\text{el}}}{6 U E_a d_a} \frac{E_s}{1 - \nu_s} \quad (3.28)$$

Das äquivalente Dehnungsmodul lässt sich als Vergleichsparameter zu Piezoaktoren einsetzen, die in der technischen Realisierung idealen Zweischichtaktoren entsprechen können. Für praktische Beispiele hat sich in der Gleichung (3.28) ein Wert $\nu_s = 3,5 \cdot 10^{-2}$ bewährt. Zudem wird von $\nu_b = 1$ ausgegangen. Die Spannungsfestigkeit wird entsprechend einem aus Abschnitt 2.4 gemittelten Wert zu $U/d_{\text{el}} = 3 \cdot 10^8 \text{ V m}^{-1}$ angenommen.

Es muss erwähnt werden, dass das äquivalente Modul nach Gleichung (3.28) von der elektrischen Antriebsspannung näherungsweise linear abhängig ist. Demnach ist es notwendig für einen Vergleich von Absolutwerten stets die zugehörige Antriebsspannung anzugeben. Des Weiteren basiert die Gleichung (3.28) auf der Annahme $\nu_d \gg 1$ entsprechend der zugrunde liegenden *Stoney*-Formel. Für eine Verletzung dieser Annahme muss mit zum Teil erheblichen Abweichungen gerechnet werden [60].

3.2.3. Skalierung

Die Betrachtung der Skalierung erfolgt anhand des im Abschnitt 3.2.1 vorgestellten analytischen Modells. Dabei ist die Zielgröße die aktive Krümmung des Balkenaktors.

Als Skalierung wird eine Änderung der Geometrie- und Materialparameter in einer Weise verstanden, die einer Erhöhung der Zielgröße dienlich ist.

Wie gefunden werden kann, sind große Zellentlängen l_z , geringe Elektrodenabstände d_{el} und geringe Elastizitätsmoduln günstig, um möglichst große Krümmungen bei ansonsten konstanten Parametern zu erreichen. Bei einer Verringerung des Elektrodenabstandes d_{el} ergibt sich eine größere *Coulomb*-Kraft und es muss ein zunehmender Einfluss durch eine Verbiegung der aktiven Elektrode aufgrund der stark ansteigenden Kräfte im elektrischen Feld berücksichtigt werden. Generell ist das Modell nur unter der Voraussetzung einer geringen Spaltänderung $\Delta d_{el} \ll d_{el}$ gültig. Dies ist ein kritischer Punkt für reale NED-Aktoren, der sich in iterativ und numerisch gelösten Modellen implementieren lässt und zu einer engeren Kopplung der einzelnen Parameter führt. Dennoch gilt die qualitative Aussage einer hilfreichen Skalierung des Elektrodenabstandes hin zu geringeren Werten.

Ein ebenfalls wesentlicher Einflussfaktor ist die Substratdicke d_s (s. Diskussion zu Gl. (2.27)). Hier zeigt sich, dass ein angepasstes Schichtdickenverhältnis ebenso wie eine geringe Gesamtschichtdicke $d_a + d_s$ hilfreich für eine Zielgrößenmaximierung sind. Dies ist erneut ein deutlicher Hinweis auf die funktionelle Gemeinsamkeit zu Zweischichtaktoren, für die genau diese Eigenschaft kennzeichnend ist. Eine anschauliche Untersuchung der Skalierung für die Dickenvariation des Substrates kann anhand einer Kontourgrafik einiger mit dem analytischen Modell berechneter Parametersätze erfolgen. Abbildung 3.4a zeigt qualitativ die Krümmung der Aktorzelle in Abhängigkeit vom Schichtdickenverhältnis v_d .

In der Abbildung 3.4a wird auch ein modulierte qualitatives Verhalten deutlich. Für große Schichtdickenverhältnisse v_d ist der für positive Geometriewinkel $\varphi > 0$ auftretende Nulldurchgang der Krümmung zu kleineren Winkeln $\varphi \approx 35^\circ$ verschoben.

In Abbildung 3.4b sind die entsprechend Abschnitt 3.2.2 berechneten äquivalenten Dehnungsmoduln dargestellt. Es wird deutlich, dass das äquivalente Dehnungsmodul im Vergleich zur Krümmung einen geringeren Faktor der Proportionalität zum Schichtdickenverhältnis aufweist. Dies kann ein Hinweis darauf sein, dass eine bestimmte Geometrie eine gewisse Toleranz gegenüber der Last aufweist, da sich das Dehnungsmodul trotz ändernder Steifigkeit weniger stark als die Krümmung ändert.

Zusammenfassend wird deutlich, dass wesentliche Einflüsse vom Geometriewinkel und vom Schichtdickenverhältnis ausgehen. Für praktische Belange, das heißt tatsächlich gefertigte respektive zu fertigende Aktoren, muss die Betrachtung erweitert werden. Dazu ist es notwendig zu erkennen, dass auch die NED-Aktoren elektromechanischen Limitierungen der Leistungsfähigkeit unterliegen. Dies ergibt sich aus dem Umstand, dass bei hinreichend großen Kräften auf die Elektroden, deren Annäherung signifikante Werte relativ zum Elektrodenabstand erreichen kann. Nun sind genau die Parametersätze von Interesse, die diese Kräfte maximieren und dennoch ein Versagen des realen Bauteils, beispielsweise durch Kurzschluss der Elektroden, nicht zulassen. Eine ausführliche Diskussion derartiger Limitierungen und wechselseitiger Abhängigkeiten findet sich im Abschnitt 5.7 zur Optimierung mithilfe numerischer Modelle. Bei diesen lassen sich dann auch praxisrelevante Randbedingungen wie Schichteigenspannungen und deutlich komplexere Geometrien berücksichtigen.

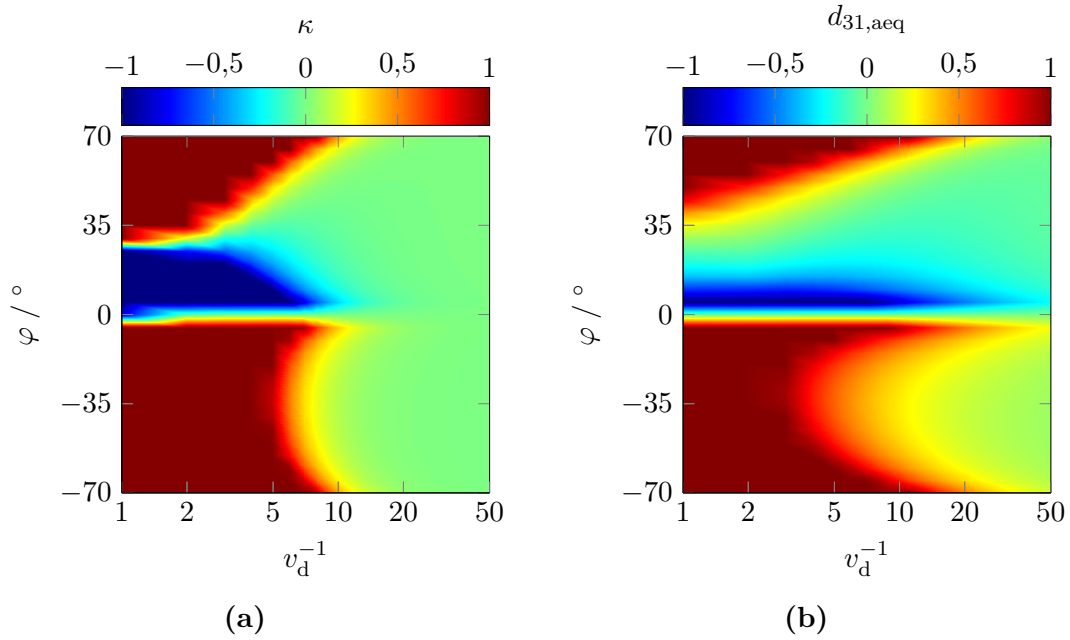


Abb. 3.4.: Qualitative Untersuchungen zur Skalierung des primären Aktoreffektes: **a:** Krümmung κ in Abhängigkeit des Dickenverhältnis v_d^{-1} nach Gleichung (3.23); **b:** auf Basis des analytischen Modells berechneter Ersatzparameter nach Gleichung (3.28), wobei $d_{s,aeq} = d_s$

3.2.4. Sekundäre Aktuationsmechanismen

Die sekundären, parasitären Aktuationsmechanismen bewirken ebenfalls eine aktive Krümmung der Aktorzelle unabhängig vom primären Mechanismus. Die Abbildung 3.5 zeigt eine gegenüber Abbildung 3.2 detailliertere Abstraktion real fertigbarer Aktoren mit zusätzlichen und zum Teil technologisch bedingten Details. Erst die Berücksichtigung einiger dieser Details ermöglicht die vollständige Beschreibung parasitärer Mechanismen, weshalb die Abstraktion an dieser Stelle eingeführt wird.

Es ist eine elektrische Isolationsschicht ohne Unterbrechung ausgeprägt. Dadurch ergeben sich drei unabhängig adressierbare Elektroden: obere (OE) und untere Elektrode (UE) sowie das leitfähige Substrat. Je nach Verschaltung können somit drei Ansteuerungen unterschieden werden (s. Abschnitt 6.4). Des Weiteren wird der Spaltabstand nicht mehr durch dedizierte Abstandshalter sichergestellt, sondern ist durch den Verlauf der oberen Elektrode definiert. Der Balken selbst wird nicht vollständig isoliert betrachtet und ist mit einem Rahmen in endlichem Abstand, definiertem Potential und endlicher Steifigkeit umgeben. Zusätzlich ist ein Versatz der Schichtkanten eines Stapels zu erkennen (s. Abbildung 3.5 rechts), der technologisch bedingt ist.

Anregung durch Maxwell-Spannung

Der im Abschnitt 3.2.1 beschriebene Mechanismus geht von einem luftgefüllten Elektrodenspalt aus. Während prinzipiell sämtliche Fluide für diese Mechanismen nicht hinderlich sind, ändert sich die Situation für Feststoff-Dielektrika.

Die Scherspannung τ_f von Fluiden ist proportional zur Deformationsgeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ (newtonsches Fluid), während für die Scherspannung τ in Feststoffen das *hookesche*

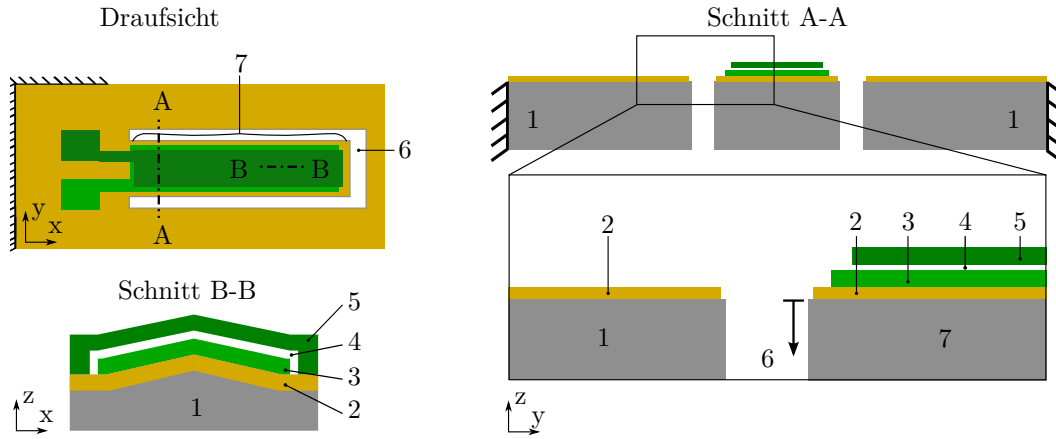


Abb. 3.5.: Schematische Darstellungen zu Balkenaktoren: **links oben:** Draufsicht typische Probe mit Balkenaktor und umgebendem festen Rahmen; **links unten:** Längsschnitt einer Aktorzelle entlang der Schnittlinie B-B mit dedizierter unterer Elektrode; **rechts:** Querschnitt entlang der Schnittlinie A-A; 1: elektrisch leitfähiges Substrat, 2: Feststoffdielektrikum, 3: untere Elektrode, 4: Elektrodenspalt (Luft), 5: obere Elektrode, 6: offener Graben, 7: Balkenaktor; Zeichnungen nicht maßstabsgetreu

Verhalten gilt [88, 61]:

$$\tau_f = \eta \dot{\gamma} \quad (3.29)$$

$$\tau = G\gamma \quad (3.30)$$

Darin ist η die dynamische Viskosität des Fluides bei den gegebenen Randbedingungen, G das Schubmodul der Feststoffe und γ die Gleitung. Im statischen Fall verschwindet demnach die Scherspannung für Fluide im Gegensatz zu Feststoffen, womit das Verhalten für das hier betrachtete statische Regime qualitativ abweicht. Für Feststoff-Dielektrika muss deren Querkontraktion berücksichtigt werden. Bei gezielter Nutzung des Effektes der Querkontraktion wird von der *Maxwell-Spannung* gesprochen. Aktoren die speziell für diesen Effekt entwickelt wurden, werden in der Literatur beispielsweise von *Wehrheim* [89] beschrieben, der einen elektroaktiven Polymeraktor vorstellt.

Der NED-Effekt kann folglich nur bei einem fluidischen Dielektrikum im Spalt realisiert werden. Jedes Feststoffdielektrikum führt zu einer von Null verschiedenen Scherkraft und -spannung, die den NED-Effekt verringert. Die zusätzliche Querkontraktion führt zu weiteren und zusätzlichen Einflüssen, auf die jedoch nicht weiter eingegangen wird.

Eine Konstellation bei der Elektroden durch ein Feststoffdielektrikum getrennt sind tritt in gefertigten Aktoren auch zwischen der unteren Elektrode und dem Substrat auf. Auch hier ist die zuvor erwähnte *Maxwell-Spannung* zu erwarten, sodass eine Anregung der Aktorzelle aufgrund der Querkontraktion ermittelt werden kann. Weitere Ausführungen finden sich im Abschnitt 6.5.

Thermomechanische Anregung

Wie zu Anfang des Kapitels beschrieben wurde, handelt es sich bei den neuartigen Aktoren um Mehrschichtsysteme. Dieser Umstand hat unmittelbar eine aktive Krümmung der Aktorzellen zur Folge, wenn unterschiedliche thermische Ausdehnungen der

Schichten in Betracht gezogen werden müssen. Dies ist für gleiche thermische Ausdehnungskoeffizienten α_ε mit Temperaturgradienten senkrecht zur lateralen Ausdehnung der Schichten und für ungleiche thermische Ausdehnungskoeffizienten auch für ganzheitliche Temperaturänderungen der Aktorzelle zu erwarten. Der letztere Fall soll zur Abschätzung der thermischen Anregung gültig sein. Es kann die Größe der thermischen Krümmung κ_{th} nach dem in Anhang A gezeigten Zusammenhang abgeschätzt werden. Die Temperaturänderung $\Delta T = T_K - T_U$ wird dabei aus der umgesetzten elektrischen Leistung P und den thermischen Widerständen R_{th} genähert:

$$\Delta T = PR_{\text{th}} \quad (3.31)$$

Der thermische Widerstand R_{th} eines Aktors zur Umgebung ergibt sich in der elektrischen Analogie als Parallelschaltung der thermischen Widerstände aus Strahlung $R_{\text{th,str}}$, Konvektion $R_{\text{th,konv}}$ und Leitung $R_{\text{th,leit}}$:

$$R_{\text{th}} = \left(\frac{1}{R_{\text{th,str}}} + \frac{1}{R_{\text{th,konv}}} + \frac{1}{R_{\text{th,leit}}} \right)^{-1} \quad (3.32)$$

mit [90]:

$$R_{\text{th,str}} = \frac{1}{\varepsilon_s k_B (T_K^2 + T_U^2) (T_K + T_U) A_o} \quad (3.33)$$

$$R_{\text{th,konv}} = \frac{1}{\alpha_{\text{konv}} A_o} \quad (3.34)$$

$$R_{\text{th,leit}} = \frac{l_{\text{th}}}{\lambda_{\text{Si}} A_s} \quad (3.35)$$

Darin sind T_K und T_U die Temperaturen des Aktors respektive der Umgebung, k_B ist die Boltzmann-Konstante, ε_s ist der Emissionsgrad der Feststoffe, α_{konv} ist der Wärmeübergangskoeffizient bei Konvektion und A_o ist die Oberfläche des Aktors. Weiterhin ist λ_{Si} die Wärmeleitfähigkeit von Silizium und A_s die Querschnittsfläche des Balkenaktors. Es kann bei geringen Temperaturdifferenzen ΔT näherungsweise davon ausgegangen werden, dass der thermische Widerstand in guter Näherung einzig durch die Wärmeleitung im Substratmaterial definiert wird. Die Leitungslänge l_{th} wird hier konservativ zur Höhe des Substrates angenommen. Weiter vereinfachend ist der thermische Widerstand unabhängig von der Temperatur (erwartetes Temperaturintervall $\Delta T \ll 1$ K). Somit ist die Temperaturänderung nach Gleichung (A.2) (s. Anhang A) einzig proportional zur thermischen Leistung. Da von einer geregelten Spannung U ausgegangen wird, ergibt sich so eine Proportionalität der thermischen Krümmung zum Kehrwert des elektrischen Widerstandes R . Es gilt:

$$\kappa_{\text{th}} \propto \Delta T \propto \frac{U^2}{R} \quad (3.36)$$

Für elektrostatische Aktoren können im statischen Regime kleine parasitäre respektive hohe elektrische Widerstände angenommen werden. In Folge kann angenommen werden, dass die Krümmung aufgrund thermischer Anregung vernachlässigbar gering gegenüber primären Effekten ist. Im nicht statischen Betriebsregime des Aktors müssen zusätzlich auch die Verschiebungsströme gering sein um eine geringe thermische Anregung annehmen zu können.

Parasitäre elektrostatische Anregung

Neben den elektrischen Feldern des Aktors selbst bestehen stets auch parasitäre Felder zum umgebenden Rahmen (vgl. Abbildung 3.5). Dadurch ergibt sich eine weitere von der Auslenkung w des Balkens abhängige parasitäre Kapazität C_{par} und daraus entsprechend eine elektrostatische Kraftwirkung - die parasitäre elektrostatische Anregung. Diese kann analog zu der Anregung eines einzelnen Elektrodenpaares eines *out-of-plane*-Kammantriebes aufgefasst werden. Die für die Kapazität maßgeblichen Randfelder lassen sich numerisch ermitteln [2, 4]. Ein für den NED-Aktor angepasstes entsprechendes Modell und dessen Ergebnisse sind in den Abschnitten 5.5 und 5.6.3 gezeigt.

Einige weitere Überlegungen seien bereits hier genannt. Für die NED-Aktoren muss eine aus den Schichteigenspannungen resultierende Vorverkrümmung κ_0 des Balkens berücksichtigt werden. Aus dem numerisch ermittelten Verlauf der Kapazität in Abhängigkeit der lokalen Auslenkung kann daraus eine ortsabhängige Streckenlast $q_{\text{el,par}}(x)$ ermittelt werden. Diese führt zu einer Auslenkung des Balkens, für die nach Gleichung (2.2) gilt:

$$\frac{d^4 w(x)}{dx^4} = \frac{q_{\text{el,par}}(x)}{EI} \quad (3.37)$$

Eine Lösungsmöglichkeit dieser Biegedifferentialgleichung ist in Anhang B gezeigt.

Eine Verminderung der parasitären elektrostatischen Anregung kann durch geeignete Abschirmung der für den Antrieb wichtigen Elektroden auf dem Aktor oder große Abstände zwischen Aktor und Rahmen erfolgen. Eine solche Verminderung der parasitären elektrostatischen Anregung ist bei der Ansteuerung der unteren Elektroden zu erwarten, da diese dann durch die beiden anderen Elektroden abgeschirmt wird. Ebenso ist leicht nachvollziehbar, dass ausgehend von einem schmalen Balken $b \ll l_b$ eine Verringerung der Auslenkung durch eine Verbreiterung des Balkens erreicht werden kann. Dies ist in der erhöhten Biegesteifigkeit aber der nicht proportional zunehmenden parasitären Kraftwirkung begründet.

3.3. Energiebilanz, Effizienz und Effektivität

In diesem Abschnitt wird die Energiebilanz der neuartigen Aktoren dargestellt. Darauf aufbauend wird die Berechnung der wichtigen Kenngrößen Effizienz und Effektivität definiert. Für die Betrachtung wird ein elektrostatischer Aktor nach Abschnitt 3.2.4 und Abbildung 3.5 herangezogen. Es werden diejenigen Energien beschrieben, die auftreten zwischen einem stromlosen und einem aktiv deformierten, jeweils statischen Endzustand des Balkenaktors im Gleichgewicht. Dies impliziert, dass parasitäre Stromflüsse vernachlässigt werden, wobei dies auch für den Übergang zwischen den Zuständen gelten soll.

Zur Aktuation eines Aktors muss eine äußere elektrische Energiequelle die Gesamtenergie E_{ges} aufbringen, die sich wie folgt aufteilt:

$$E_{\text{ges}} = E_{\text{el}} + E_{\text{m}} + E_{\text{diss}} \quad (3.38)$$

Darin sind E_{el} die potentielle Energie in der elektrischen Domäne, E_{m} die potentielle Energie der mechanischen Domäne und E_{diss} die Energie, welche während der Aktuation

dissipiert wird. Letztere bestimmt sich aus dem Umstand, dass bei einem elektrostatischen Antriebsprinzip Kapazitäten betrachtet werden. Um diese zu laden muss in einem realen Bauelement immer ein Vorwiderstand R_{vor} berücksichtigt werden. Dieser umfasst ohmsche Widerstände der Zuleitungen und eventuelle Widerstände zur Strombegrenzung beim Laden und Entladen der Kapazitäten. Aufgrund des Stromflusses durch den Vorwiderstand entsteht *joulesche* Wärme, die an die Umgebung dissipiert wird. Ganz allgemein wird im Vorwiderstand, unabhängig von dessen Widerstandswert, die gleiche Menge Energie thermisch umgesetzt, die auch in der Kondensatoranordnung gespeichert ist. Nähere Ausführungen dazu finden sich im Anhang C.3. Auch die potentielle Energie der mechanischen Domäne wird über diese Vorwiderstände zugeführt und wird aufgrund ihrer analogen Interpretation zur elektrischen Kapazität, ebenfalls im gleichen Umfang dissipiert.

An dieser Stelle soll ausdrücklich hervorgehoben werden, dass die Gesamtenergie aus der Summe der Energien von elektrischer und mechanischer Domäne gebildet wird. Die Aussage impliziert, dass die mechanische Energie *nicht* als Anteil der im Aktor gespeicherten elektrischen Energie verstanden werden kann.

Für die Gesamtenergie kann nach Gleichung 3.38 somit geschrieben werden:

$$E_{\text{ges}} = 2(E_{\text{el}} + E_{\text{m}}) \quad \text{mit} \quad E_{\text{diss}} = E_{\text{el}} + E_{\text{m}} \quad (3.39)$$

Die Energie E_{el} ist die Summe aller Feldenergien, die bei einer Aktuierung auftreten.

$$E_{\text{el}} = E_{\text{el,akt}} + E_{\text{el,par}} \quad (3.40)$$

Darin ist die Energie $E_{\text{el,akt}}$ die Summe der elektrischen Feldenergien im Elektrodenstapel der einzelnen Aktorzellen mit den jeweiligen elektrischen Spannungen U . Letztere weist nur eine geringe Abweichung über den gesamten Aktor auf, da das verwendete Elektrodenmaterial einen im Vergleich zum parasitären parallel liegenden Widerstand sehr geringen Wert aufweist und damit nur einen geringen Spannungsabfall hervorruft (s. Anhang C.4). Die Energie $E_{\text{el,par}}$ ist die Summe aller parasitären elektrischen Energien. Diese treten durch Kapazitäten an Zuleitungen, durch gefangene Ladungen (engl.: charging) im Schichtstapel (siehe auch Abschnitt 6.5.6), generell in jeder Aktorzelle durch weitere Felder in umgebenden Dielektrika und zwischen dem Aktor und der Umgebung (siehe Abschnitt 3.2.4) auf. Die Energie in den elektrischen Feldern im und um den Aktor sind abhängig von der Variante der Aktuierung, mithin ist es ein Unterschied ob nur die obere, nur die untere oder beide Elektroden angesteuert werden.

Die Energie der mechanischen Domäne ist die Summe der potentiellen Deformationsenergien aller Schichten des Balkenaktors. Für einen klassischen Zweischichtaktor wurden die Zusammenhänge in Abschnitt 2.3 dargestellt. Im Unterschied dazu ist bei der neuartigen Aktorklasse keine stetige Verbindung aller Schichten des Balkens gegeben. Dies betrifft konkret die obere Elektrode, die aufgrund des Elektrodenstaples einzig an den Stützstellen mit dem restlichen Schichtstapel mechanisch verbunden ist. Daraus resultiert, dass diese obere Elektrode über weite Bereiche eine Deformation unabhängig vom restlichen Schichtstapel erfahren kann. Während die grundlegende Gesetzmäßigkeit der Überlagerung von Dehnung und Biegung erhalten bleibt, ist es nicht mehr möglich die mechanischen Energien in einfacher Weise entsprechend den Gleichungen in Abschnitt 2.3 zu eruieren. Hier ist es stattdessen zweckmäßig die Energien näherungsweise mithilfe von Modellen in der numerischen Simulation zu ermitteln (s. Kapitel 5). Sind die Energien im Aktor bekannt, so lassen sich zwei wichtige Kenngrößen, die Effizienz und die Effektivität, ableiten, welche im Folgenden definiert werden.

Effizienz

Die Kenngröße Effizienz η ist allgemein das Verhältnis von Nutzen zu Aufwand und es gilt stets $\eta \leq 1$. Die von der äußeren Energiequelle aufzubringende Gesamtenergie E_{ges} ist die Summe aller für die Aktuierung aufzubringender Energien und stellt den Aufwand dar.

In der Praxis wird vielfach eine Last am freien Ende des Balkenaktors angreifen, die selbst eine Steifigkeit aufweist und dem Lastfall einer Zweipunktbiegung zugeordnet werden kann. Es lässt sich zeigen, dass die maximal in die Last übertragbare Energie, der Nutzen, einem Viertel der korrespondierenden Energie im Aktor entspricht (s. Anhang B.3). Die Effizienz ergibt sich somit wie folgt:

$$\eta = \frac{E_{\kappa,2\text{PB}}}{8(E_{\text{el}} + E_{\text{m}})} \quad (3.41)$$

Allgemein gilt für den Wertebereich der Effizienz ein Intervall zwischen Null und Eins, sodass eine Angabe der Effizienz in Prozent gerechtfertigt erscheint. Aufgrund der hier gewählten Definition gilt abweichend für den Wertebereich bereits $0 < \eta < 9/128$, alleinig durch die Verhältnisse in der mechanischen Domäne. Die obere Grenze ergibt sich entsprechend den in den Abschnitten 2.2 und 2.3 dargestellten Zusammenhängen. Demnach ist der Anteil der Krümmungsenergie an der mechanischen Energie maximal $3/4$ und der Anteil der 2PB-Energie an der Energie der reinen Biegung zu $3/4$ definiert. Zusammen mit der maximal in Nutzen umsetzbaren Energie, sowie unter Berücksichtigung der Dissipation ergibt sich ein Faktor von $3/4 \cdot 3/4 \cdot 1/4 \cdot 1/2 = 9/128 \approx 0,07$. Zusätzlich gilt im aktuierten Fall trivial $E_{\text{el}} > 0$, sodass die angegebene obere Grenze der Effizienz nicht erreicht werden kann. Typischerweise, wie im Beispiel unten, können Werte für die Effizienz nochmals deutlich ($< 1/10$) verringert erwartet werden.

Wie bereits angedeutet, ist die Energiebetrachtung für die in dieser Arbeit vorgestellten neuartigen Aktorklasse einzig mithilfe der Simulation sinnvoll darstellbar. Anhand eines im Folgenden als Referenz bezeichneten Zweischichtaktors sollen jedoch allgemeine Zusammenhänge und konkrete Zahlenbeispiele für die Effizienz gegeben werden. Letzteres ermöglicht später eine Einordnung der Werte aus den Simulationsergebnissen in Abschnitt 5.6.5.

Ein praktisches Beispiel für die Referenz ist ein Biegeaktor, auch als Bimorph bezeichnet, bei dem die passive Schicht durch ein hochdotiertes und damit elektrisch leitfähiges Siliziumsubstrat (angenommen isotrop $E_{\text{s}} = 169$ GPa) und die aktive Schicht durch eine Schicht aus PZT ($E_{\text{a}} = 60$ GPa, $d_{31} = -170$ pm/V, $\varepsilon_{\text{r}} = 2400$ [65]) gebildet wird. Eine weitere für die elektrische Ansteuerung notwendige Schicht sei derart abgeschieden, dass sie in dieser Betrachtung vernachlässigt werden kann. Es handelt sich somit um einen Aktor basierend auf dem inversen piezoelektrischen Effekt, bei dem ein elektrisches Feld parallel zur Schichtdicke eine mechanische Dehnung $\varepsilon = d_{31}U/d_{\text{a}}$ entlang der lateralen Ausdehnung der Schicht bewirkt [65]. Aufgrund des ebenfalls parallel zur Schichtdicke vorhandenen Dehnungsmoduls $d_{33} \neq 0$ ergibt sich eine Kapazitätsänderung und damit eine Modulation der elektrischen Energie. Dieser Effekt sei vernachlässigbar gering und wird in allen folgenden Betrachtungen nicht berücksichtigt².

Es lässt sich nun zeigen, dass für die gegebenen Elastizitätsmoduln und für $v_{\text{b}} = 1$ die Effizienz nach Gleichung (3.41) einzig vom Schichtdickenverhältnis v_{d} abhängig ist (s. Abbildung 3.6a) und maximal einen Wert von $\eta \approx 0,4$ % für $v_{\text{d}} \approx 1$ annimmt. Der Wert

²Diese wechselseitige Abhängigkeit von Feldstärke und Schichtdicke wird demnach nicht berücksichtigt, was dem Fall einer expliziten Kopplung entspricht [4].

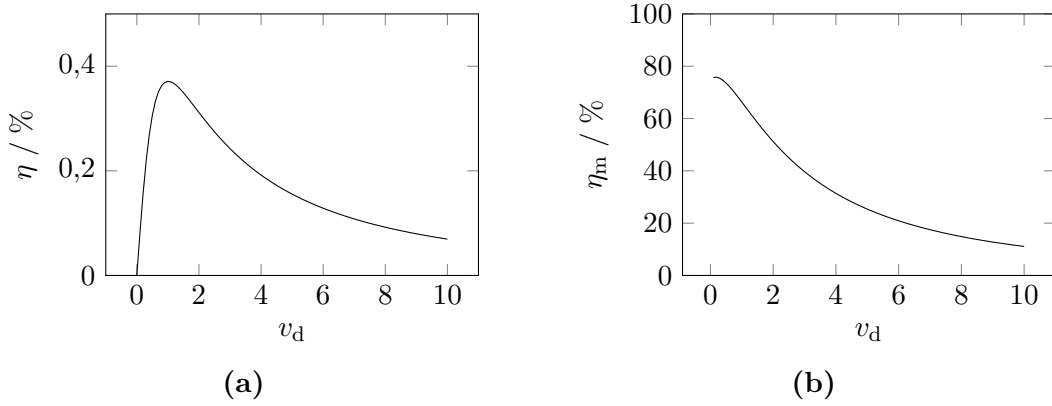


Abb. 3.6.: Effizienzen am Beispiel eines Piezoaktors: **a:** Effizienz nach Gleichung (3.41); **b:** mechanische Effizienz nach Gleichung (3.42); jeweils in Abhängigkeit des Schichtdickenverhältnisses v_d , Parametersatz: $E_a = 60$ GPa, $E_s = 169$ GPa, $d_{31} = -170$ pm/V, $v_b = 1$, $U/d_a = 300$ MV/m, $\varepsilon = 2400$

liegt unterhalb der von Schomburg [65] im Text genannten Größenordnung von 10 %. Mithilfe der dort angegebenen Gleichung³ lässt sich ein Wert von 1,6 % bei $v_d = 1,03$ berechnen. Für das bereits in Abschnitt 2.3 bemühte Schichtdickenverhältnis $v_d = 1/60$ ergibt sich ein Wert von $\eta \approx 1,4 \cdot 10^{-2}$ %. Da in der Praxis im Allgemeinen das Verhältnis der Elastizitätsmoduln der Schichten, insbesondere im Bereich der MEMS, einzig in einem engen Intervall variiert werden kann, ist es für effiziente Aktoren essentiell, ein angepasstes Schichtdickenverhältnis zu wählen.

Es lässt sich nun in Anlehnung an Gleichung (3.41) eine weitere als sinnvoll erachtete Definitionen treffen. Die mechanische Effizienz η_m setzt die Nutzenergie in ein Verhältnis zur gesamten Energie in der mechanischen Domäne. Es wird formuliert:

$$\eta_m = \frac{E_\kappa}{E_m} = \frac{3 b_s^2 E_s^2 d_s^2 (d_a + d_s)^2}{(b_s E_s d_s + b_a E_a d_a) [b_a E_a d_a^3 + b_s E_s d_s (3 d_a^2 + 6 d_a d_s + 4 d_s^2)]} \quad (3.42)$$

Dieses Verhältnis wurde bereits in dem Ausdruck (2.34) betrachtet. Der Verlauf ist in Abbildung 3.6b dargestellt. Die mechanische Effizienz ist somit ein Maß für die Wandlung innerhalb der mechanischen Domäne des Aktors und ein Ausdruck der kennzeichnenden Eigenschaft der Überlagerung von Krümmung und Dehnung. Für einen Biegeaktor ist es zweckmäßig, dass ein möglichst großer Anteil der mechanischen Energie der Biegung zugeordnet werden kann. Für das oben angegebene Beispiel mit der Effizienz von 0,4 % beträgt die mechanische Effizienz $\eta_m = 66$ %.

Effektivität

Ein wesentliches ökonomisches Kriterium zur Bewertung eines Aktorprinzips von MEMS soll die notwendige Substratfläche für eine angestrebte Anwendung, sprich Nutzenergie sein. Generell gilt: je größer diese Fläche ist, desto mehr Energie steht für eine Aktuation zur Verfügung. Als Ziel wird eine möglichst kleine notwendige Fläche angestrebt. Dies wirkt sich positiv auf die Kosten und Umwelt aus, da weniger Roh- und Betriebsstoffe zur Fertigung eingesetzt werden müssen. Des Weiteren lassen sich mit effektiveren Aktoren kompaktere MEMS herstellen sowie überhaupt erst einige Anwendungen realisieren.

³Es lässt sich zeigen, dass die Gleichung kongruent zu $E_{\kappa,2PB}/(2E_{el})$ ist.

Die Kenngröße *Effektivität* mit dem Symbol γ_A bezieht die verfügbare Nutzenergie auf die belegte Aktorfläche A_{akt} , sodass geschrieben werden kann:

$$\gamma_A = \frac{E_{\kappa,2PB}}{4A_{\text{akt}}} \quad (3.43)$$

Der Faktor vier im Nenner berücksichtigt den maximal nutzbaren Anteil der Biegeenergie im Zähler (s. oben). Für die Referenz aus dem vorherigen Abschnitt liegt das Optimum der Effektivität bei einem Schichtdickenverhältnis $v_d \approx 5$ ($v_b = 1$, $U/d_a = 300$ MV/m) und damit deutlich oberhalb des Verhältnisses für eine maximale Effizienz. Für das zuvor genannte Beispiel, mit $v_d = 1/60$ und PZT als aktives Material, kann die Effektivität mit $\gamma_A = 130 \text{ mJ m}^{-2}$ angegeben werden.

3.4. Elektrisches Ersatzmodell

Neben der bereits ausführlich vorgestellten mechanischen Modellierung, ist auch die elektrische Modellierung der neuartigen Aktorklasse von Interesse. Einige Überlegungen finden sich bereits implizit im Abschnitt 3.3. Ein Balkenaktor nach Abbildung 3.5 kann in einem elektrischen Ersatzmodell als Verschaltung von Widerständen und Kapazitäten verstanden werden. Die eigentliche Aktorkapazität C_{el} befindet sich in jeder Aktorzelle im Bereich des für die Aktuierung wichtigen Elektrodenspaltes. Weitere parasitäre Kapazitäten C_{par} treten zwischen den Elektroden abhängig von der Ansteuerung beispielsweise im Bereich der Stützstellen der oberen Elektrode und zwischen unterer Elektrode und Substrat auf. Zusammengefasst ergibt sich die Gesamtkapazität C_{ges} . Elektrische Widerstände R sind durch die Leitfähigkeiten der Schichten gegeben. Die Widerstände R_{par} erfassen im Bereich des Elektrodenspaltes, berandeter Oberflächen und Volumen parasitäre Stromflüsse. Eine Ersatzschaltung einer Aktorzelle für die Ansteuerung der oberen Elektrode ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Darin ist U_q die elektrische Antriebsspannung der äußeren Ansteuerung und U_{vs} sind modellierte innere Ersatzspannungsquellen aufgrund gefangener Ladungen im Dielektrikum respektive an dessen und anderen Grenzflächen. Die Begründung für mehrere derartige Ersatzspannungsquellen liefert die Modellierung eines Ladungsbelags, der in Abhängigkeit der Ansteuerung mit verschiedentlich ausgedehnten Kontaktflächen der Elektroden zu unterschiedlichen Auswirkungen führt. In einem realen Aktor sind die Summe mehrerer Aktorzellen, sowie weitere Kapazitäten und Widerstände der Zuleitungen zu beachten, sodass sich insgesamt ein für die Schaltung spezifischer Gesamtwiderstand R_{ges} ergibt.

Ein Aktor besteht typischerweise aus einer Aneinanderreihung von Aktorzellen. In Abhängigkeit der Leitfähigkeit und der geometrischen Abmessungen entsteht dadurch ein Spannungsabfall entlang des Aktors. Dieser Spannungsabfall soll möglichst gering sein, damit die Näherung einer gleichartigen Leistung aller Aktorzellen gerechtfertigt ist. Zur Abschätzung wird das Ersatzschaltbild 3.7 auf den als *Elektrodenspalt* bezeichneten Bereich vereinfacht. Aus der im Anhang C.4 dargestellten Abschätzung ergibt sich dann für die Spannung an der n -ten Zelle folgende Abschätzung:

$$U_{\text{par,el}}(n) = \frac{U_q}{1 + 2 \frac{\rho_{\text{el,TiAl}}}{\rho_{\text{par,el}}} \frac{n^2 l_z^2}{d_a d_{\text{el}}}} \quad (3.44)$$

Für eine praxisnahe Abschätzung kann $\rho_{\text{par,el}} = 10^{12} \rho_{\text{el,TiAl}}$, $d_s = d_{\text{el}} = 1 \text{ } \mu\text{m}$, $l_z = 10 \text{ } \mu\text{m}$ und $n = 400$ angenommen werden. Dann lässt sich ohne Weiteres wie für $n = 1$ in sehr

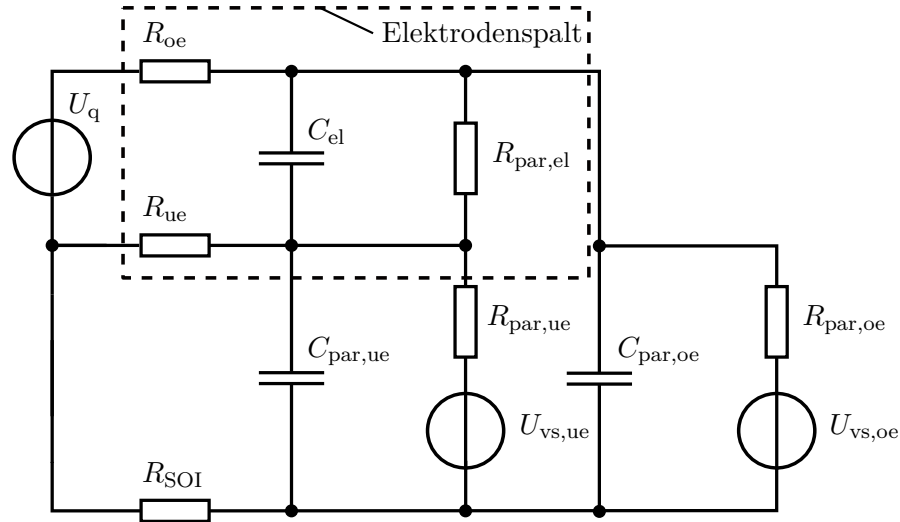


Abb. 3.7.: Elektrisches Ersatzschaltbild einer Aktorzelle: U_q ist die elektrische Antriebsspannung, hier für die Ansteuerung der oberen Elektrode, U_{vs} ist eine in Reihe geschaltete Spannungsquelle aufgrund von gefangenen Ladungen, R_{oe} und R_{ue} sind elektrische Widerstände zur oberen respektive unteren Elektrode der Aktorzelle, R_{par} spiegelt die parasitären Stromflüsse zwischen den beiden Metallelektroden wider, C_{el} ist die elektrische Kapazität im Bereich des Elektroden-spaltes und C_{par} sind ebensolche aufgrund parasitärer elektrischer Randfelder

guter Näherung $U_{par,el}(n = 400) \approx U_q$ schreiben. Der typische Spannungsabfall entlang der Elektroden des Aktors ist somit vernachlässigbar. Eine entsprechende Untersuchung ist auch mithilfe der Simulation möglich und in Abschnitt 5.6.1 beschrieben.

Zur Beschreibung der Dynamik eines Aktors in der elektrischen Domäne wird dessen Grenzfrequenz f_g abgeschätzt. Das RC-Glied wird dabei durch die Gesamtkapazität des Aktors C_{ges} und den Gesamtwiderstand R_{ges} gebildet. Die Grenzfrequenz ergibt sich nach dem bekannten Zusammenhang:

$$f_g = \frac{1}{2\pi R_{ges} C_{ges}} \quad (3.45)$$

Im Vergleich zur Resonanzfrequenz f_{res} der mechanischen Domäne wird ein hoher Wert $f_g \gg f_{res}$ angestrebt, um ein insgesamt aktives System zu ermöglichen. Für C_{ges} kann von Werten im Bereich weniger Hundert Picofarad ausgegangen werden. Daraus ergibt sich eine elektrische Grenzfrequenz $f_g > 10^5$ Hz. In den meisten Fällen wird damit die elektrische Domäne nicht entscheidend für die Dynamik des Bauelementes sein.

4. Fertigung der neuartigen Aktoren

Die grundlegende Ausrichtung der Technologie zielt sowohl auf eine Oberflächen- als auch auf eine Volumenmikrobearbeitung. Demnach wird der Aktor durch Schichtabscheidung und Strukturierungen auf der Oberfläche respektive in oberflächennahen Bereichen, sowie durch Volumenstrukturierung realisiert. Derartig hergestellte Aktoren können Bewegungen aus der MEMS-Ebene heraus erzeugen. Um die neuartige Aktorklasse für Bewegungen innerhalb der MEMS-Ebene zu fertigen, ist eine abweichende Technologie notwendig, die jedoch nicht Bestandteil dieser Arbeit ist.

Zunächst werden Technologiekonzepte vorgestellt und bewertet. Basierend auf den Bewertungen wird die derzeit verwendete Technologie im Detail vorgestellt und beschrieben. Abschließend wird ein Ausblick für weitere Entwicklungsmöglichkeiten der Technologie gegeben.

4.1. Übersicht möglicher Technologiekonzepte und deren Bewertung

Das Ziel der im Folgenden vorgestellten Technologien ist die Realisierung der in Abschnitt 3.1 beschriebenen, wesentlichen Merkmale der neuartigen Aktoren. Dazu gehört hier eine spezifische Gestalt der Elektroden, welche auch als Aktorgeometrie bezeichnet wird. Beispielhaft soll die im genannten Abschnitt vorgestellte Λ -Geometrie umgesetzt werden, wobei moderate Geometriewinkel $|\varphi| \approx 10^\circ$, aufgrund hoher Leistungsfähigkeit (s. Abschnitt 3.2) und geringen Topografiehöhendifferenzen, gegenüber größeren Absolutwerten des Geometriewinkels bevorzugt werden. Es erfolgt eine Betrachtung von mikro- respektive nanoskaliger Technologien zur Realisierung der genannten typischen Abmessungen.

Die Kriterien zur Bewertung der im Folgenden vorgestellten Konzepte werden festgelegt zu: Verfügbarkeit, Aufwand und Möglichkeiten. Die beiden ersten Kriterien beziehen sich auf die Umsetzung und Anwendung im Reinraum des Fraunhofer IPMS und das dritte Kriterium beschreibt die durch das jeweilige Konzept ermöglichte Gestaltungsfreiheit fertigbarer Geometrien.

Die für die Produktion von MEMS-Elementen am Fraunhofer IPMS eingesetzten Technologien bestehen aus angepassten Standardprozessen. Bedeutende Fertigungsschritte zur Realisierung einer Geometrie respektive Oberflächentopografie sind Schichtabscheidung, Lithografie und Ätzung. Speziell die beiden letztgenannten Prozesse bestimmen in ihrer Zusammenwirkung die Möglichkeiten der Topografiegestaltung. Als Substrat ist hier stets einkristallines Silizium gegeben.

Für die Ätzung stehen isotrope und anisotrope Prozesse zur Verfügung. Die Ätzung mittels Tetramethylammoniumhydroxid (TMAH) ist eine anisotrope Nassätzung, die in Verbindung mit dem einkristallinen Substrat und dessen Orientierung charakteristische Ätzfiguren ermöglicht [1]. Ein weiterer wichtiger Prozess ist das reaktive Ionenätzen (engl: reactive ion etching, RIE), das sowohl isotrop als auch anisotrop sein kann. Eine

bekannte Modifikation des RIE ist das reaktive Ionentieftätzen (engl.: deep reactive ion etching, DRIE), bei dem eine sehr ausgeprägte Anisotropie in Form eines hohen Aspektverhältnisses durch alternierende Ätz- und Passivierungsschritte erreicht wird. Die Steuerung welche Bereiche und wann sie geätzt werden ist durch den Fotolack und dessen Belichtung in der erwähnten Lithografie bestimmt, sodass diesem eine entsprechend große Bedeutung zukommt.

Standardlithografie

Unter der Voraussetzung festgelegter Prozessparameter, wie Wellenlänge des eingesetzten Lichtes in der Lithografie, und den genannten Ätzprozessen seien einzig die Aufbringung eines Fotolackes und die Belichtungsart wählbar. An zwei denkbaren Beispielen werden im Folgenden Vor- und Nachteile der jeweiligen Kombination relativ zueinander erläutert.

Eine typische Kombination ist die Verwendung einer Projektionsbelichtung mit einem Fotolack, der mittels einer Rotationsbeschichtung (engl.: spin-coating) auf die Siliziumscheibe aufgebracht wird. Die möglicherweise bereits vorhandene Topografie der Siliziumscheibe mit gegebenenfalls weiteren auch strukturierten Schichten beeinflusst neben der Rotationsgeschwindigkeit und der Schleuderdauer die maximale Dicke des Fotolackes. Im nachfolgenden Belichtungsprozess muss die vollständige Belichtung dieser maximalen Dicke sichergestellt sein. Die Projektionsbelichtung ermöglicht eine vergleichsweise hohe Auflösung mit jedoch geringer Schärfentiefe, sodass die für eine solche Belichtung mögliche Fotolackdicke auf wenige Mikrometer begrenzt ist. Aufgrund der Abhängigkeit der Fotolackdicke von der maximalen Topografiehöhendifferenz ergibt sich für letztere eine Einschränkung aus der erzielbaren Schärfentiefe, die in dieser Kombination etwa 3 μm beträgt. Ebenso besteht eine Einschränkung durch das Verfahren der Rotationsbeschichtung, mit dem der Fotolack auf die Siliziumscheibe aufgebracht wird. Das Verfahren sorgt für eine homogene und konforme Fotolackbeschichtung nur dann, wenn die Topografiehöhendifferenzen ebenfalls etwa 3 μm nicht überschreiten. In diesem Zusammenhang seien die Einflussfaktoren Oberflächenspannung und Viskosität des Fotolackes genannt. Die maximale Topografiehöhendifferenz kann auf etwa 5 μm gesteigert werden, wenn zwei Masken mit jeweils einzelnen Belichtungsschritten bei zwei verschiedenen Fokustiefen durchgeführt werden. Eine weitere derartige Steigerung erscheint jedoch nicht praktikabel.

Die zweite denkbare Kombination ist die Verwendung eines Sprühlackes in Verbindung mit einer 1:1-Belichtung. Das Sprühverfahren zum Aufbringen des Fotolackes ermöglicht hohe Topografiehöhendifferenzen $> 10 \mu\text{m}$, führt jedoch zu größeren Fotolackdicken und insbesondere an hervorstehenden Kanten, wie sie beispielsweise an Grubenrändern auftreten, zu lokal begrenzten höheren Dicken („Wülste“). Diese verursachen bei der Belichtung eine ungleichmäßige Belichtungs-dosis des Fotolackes, sodass hohe Reserven eingeplant werden müssen um eine vollständige und durchgängige Belichtung zu erreichen. Zusätzlich muss von einer Unschärfe der Grenzen zwischen belichteten und unbelichteten Bereichen ausgegangen werden. Des Weiteren ist bei Nutzung einer 1:1-Belichtung und entsprechender Maske, eine im Vergleich zu einer Projektionsbelichtung deutlich geringere Auflösung zu erwarten.

Beiden Kombinationen ist gemein, dass sie in Verbindung mit einem Siliziumsubstrat keine frei bestimmbar Topografien ermöglichen. Bei der Belichtung kann einzig zwischen belichtet oder nicht belichtet unterschieden und entsprechend für eine Ätzung maskiert

werden. Mit einem anisotropen Ätzprozess können Topografien erzeugt werden, die sich an den Ebenen des Siliziumkristalls orientieren. Durch die Wahl des Substrates und der Ausrichtung dessen Einkristalls kann global auf der Ebene der Siliziumscheibe Einfluss auf die Ätzflanken genommen werden. Mittels DRIE können unabhängig von den Kristallrichtungen Gruben mit nahezu senkrechten vertikalen Begrenzungen erzeugt werden. Es lassen sich stufenförmig genäherte Geometriewinkel im Bereich etwa $0 \leq |\varphi| < 90^\circ$ realisieren. Die Stufung wird durch eine wiederholte Abfolge von Lithografie- und Ätzschritten bewerkstelligt (s. Abbildung 4.1a). Dabei korreliert die Anzahl der Stufen mit der minimalen erzielbaren Zelllänge aufgrund von Prozesstoleranzen (Auflösung in der Lithografie).

Hervorzuheben ist die unmittelbare Verfügbarkeit dieser Technologie in Verbindung mit umfangreicher Erfahrung am Fraunhofer IPMS, sodass auch eine Reproduzierbarkeit auf hohem Niveau garantiert werden kann. Durch die stufenförmige Näherung eines Geometriewinkels lässt sich eine hohe Vielfalt erreichen. Gleichwohl generiert die Umsetzung vieler (> 2) Stufen einen hohen Aufwand und lässt generell Abweichungen vom Verhalten einer idealen Λ -Geometrie erwarten.

Verfließtechnologie

Verfließtechnologien (engl.: photoresist reflow techniques) basieren auf einer Viskositätsänderung in Abhängigkeit der Temperatur. Nach Abscheidung und Strukturierung des Fotolackes wird dieser in einem Folgeschritt bei erhöhter Temperatur oberhalb der Glasübergangstemperatur viskos und verfließt [91] (s. Abbildung 4.1b). Dadurch entstehen in Abhängigkeit der Oberflächenspannung des Fotolackes und der Dauer der thermischen Homogenisierung kontinuierliche Oberflächenstrukturen. Dies entspricht gleichzeitig einer Beschränkung der Gestaltungsfreiheit. So ist beispielsweise eine Realisierung von Stufen und gleichzeitig verrundeter Formen nicht möglich. Die Kontrolle der Zeit ist die größte Herausforderung bei diesem Verfahren. Popocvic *et al.* [91] verwenden den verflissenen Fotolack direkt und fertigen auf diese Weise eine Matrixanordnung optischer Mikrolinsen. Für eine solche direkte Nutzung der Fotolackschicht ist die maximale Topografiehöhendifferenz wie im vorhergehenden Abschnitt auf etwa $\leq 5 \mu\text{m}$ limitiert. Das Verfahren lässt sich auch völlig analog auf andere Materialien wie beispielsweise Siliziumoxid anwenden.

Abweichend zu der direkten Verwendung kann auch eine Übertragung der Topografie des verflissenen Materials auf das darunter befindliche Substrat, in der Regel wird dies Silizium sein, mittels des RIE-Prozesses erfolgen. Bei einer derartigen Übertragung nimmt die Komplexität jedoch stark zu. Beispielsweise hat die Selektivität des Ätzvorgangs einen starken Einfluss auf die Übertragung und muss entsprechend konstant gehalten werden (s. auch folgender Abschnitt).

Eine Einschränkung hinsichtlich der Verfügbarkeit am Fraunhofer IPMS besteht für dieses Konzept nicht. Ein im Vergleich zur Standardlithografie erhöhter Aufwand muss zur Prozesskontrolle und -steuerung betrieben werden, wobei jedoch erste Erfahrungen am Fraunhofer IPMS bestehen [92]. Die Gestaltungsmöglichkeiten sind limitiert auf kontinuierliche Geometrien.

Graustufenlithografie

Eine Möglichkeit zur Erzeugung vergleichsweise frei wählbarer Topografien besteht durch den Einsatz einer sogenannten Graustufenlithografie (auch Grautonlithografie; engl.: gray-scale lithography). Unter dem Begriff werden verschiedenen Verfahren subsumiert, deren Gemeinsamkeit darin besteht in einem Fotolack eine skalierte Form der gewünschten Topografien mittels Lithografie einzubringen und diese dann mit einem darauffolgenden Ätzschritt in das Substrat zu übertragen. Der Fotolack sollte einen geringen Kontrast aufweisen um geringe Unterschiede in der Belichtungs-dosis abbilden zu können [93]. Für den Ätzvorgang wird typischerweise ein anisotropes Trockenätzverfahren (RIE) verwendet.

Die Strukturierung der Fotolackschicht kann auf verschiedene Weisen erfolgen. Eine Möglichkeit ist die Verwendung spezieller Masken um die Belichtungs-dosis des Fotolackes gezielt zu steuern. In diesem Fall ist eine genaue Kenntnis der Entwicklungsrate in Abhängigkeit der Belichtungs-dosis des verwendeten Fotolackes essentiell. Mit verschiedenen Grautönen in der Maske kann dann ein Topologieäquivalent in den Fotolack eingebracht werden. Die Realisierung von Grautönen in einer Maske kann unter Ausnutzung von optischen Beugungseffekten mit Strukturen von einer Größe unterhalb der Auflösungsgrenze des Systems erfolgen. *Oppliger et al.* [94] beschreiben eine Variante, bei der ein Muster aus opaken Quadraten auf der Maske genutzt wird, wobei die Größe eines Quadrates die Belichtungs-dosis und damit den Grauton bestimmt. Die Gruppe kann auf diese Weise acht Höhenstufen in der Topologie erzeugen. *Waits et al.* [95] realisieren mithilfe dieser Technik drei von vier konzipierten Grautonstufen bei einer Strukturauflösung von 2,3 μm .

Eine weitere Möglichkeit zu Realisierung verschiedener Belichtungs-dosen berichten *Atthi et al.* [96]. Sie beschreiben eine Multi-Filmdicken-Maske, welche die Belichtungs-dosis durch verschiedene Transparenzen aufgrund von Dickenunterschieden der Chromschicht auf der Maske beeinflusst. Die Objekte auf der Maske müssen keine Abmessungen unterhalb der Auflösungsgrenze des Belichtungssystems aufweisen, wodurch Vereinfachungen im Herstellungsprozess genutzt werden können. Eine Einschränkung besteht jedoch für die Topologiegestaltung, da mithilfe der Multi-Filmdicken-Masken nur senkrechte Flanken dargestellt werden können [96].

Totsu et al. [93] beschreiben ein Belichtungsverfahren ohne Einsatz einer Maske bei der die Strukturierung des Fotolackes durch die Summation von 16 Belichtungsdurchgängen erfolgt. Die Gruppe stellt auf diese Weise sphärische und asphärische Linsen mit einem Durchmesser $> 100 \mu\text{m}$ her. Die erreichte Auflösung wird mit 2 μm angegeben.

Eine weitere Möglichkeit wird von *Zimmer et al.* [97] beschrieben. Die Gruppe nutzt einen Excimer-Laser zur direkten Bearbeitung einer Polymerschicht, wie sie beispielsweise ein Fotolack sein könnte. In einem zweiten Schritt kann die Polymertopografie auf ein Substrat übertragen werden. Von den Autoren wird Verbesserungspotential unter anderem bei der Bestimmung der Laserdosis und der Rauheit der gefertigten Strukturen genannt.

Pan et al. [98] stellen eine Arbeit vor, bei der sie acht diskrete Höhenstufen mit einer vertikalen Auflösung im Bereich von 0,2 μm in Silizium herstellen. Die Gruppe setzt zur Realisierung drei verschiedene Masken und mehrere Ätzvorgänge ein.

Als Anwendungsgebiete der Graustufenlithografie werden die Herstellung von Mikrokompressoren, Linsen, fluidischen Kanälen oder angepasste elektrostatische Kammantriebe genannt [99, 100, 101, 102].

Denkbar ist auch eine Kombination aus Graustufenlithografie und Verfließtechnologie. Dadurch können Strukturen geschaffen werden, deren Stufung aufgrund der diskreten

Grautöne mithilfe der Verfließtechnologie homogenisiert werden. Dies ist vorteilhaft für nachfolgende gerichtete Prozesse, wie beispielsweise bei der Kathodenzerstäubungsdeposition, welche typisch für die Schichtabscheidung von Metallen (Elektroden) sind. Die homogenisierten Strukturen führen dann zu einer oft angestrebten konformeren Abscheidung.

Die Verfügbarkeit der Graustufenlithografie am Fraunhofer IPMS ist prinzipiell gegeben, wobei die Beschaffung spezieller Fotolacke oder die Inanspruchnahme externer Dienstleistungen, beispielsweise Elektronenstrahlbelichtung, berücksichtigt werden muss. Im Vergleich zur Standardlithografie ist der Aufwand hoch. Dies ist begründet durch die Erfordernis von Mehrfachbelichtungen spezieller Fotolacke. Zudem ist die Übertragung der im Fotolack realisierten Geometrien durch den nachfolgenden Prozess besonders kritisch vom Verhältnis der Ätzraten abhängig. Weicht dieses Verhältnis vom Ziel ab, ergibt sich sofort eine abweichend skalierte respektive verzerrte Version der angestrebten Geometrie. Von dieser kann dann nicht prinzipiell die gleiche Leistungsfähigkeit erwartet werden. Des Weiteren sind die in der Literatur berichteten Umsetzungen des Konzeptes auf Stufen mit im Vergleich zu angestrebten Detailgrößen groben Dimensionen beschränkt.

Nanoprägung

Mithilfe der Nanoprägelithografie (NPL; engl.: nano imprint lithography, NIL) können Strukturen mit Abmessungen im Nanometerbereich in typischerweise aus Polymeren bestehende Substrate gestempelt und in einem Folgeschritt auf Silizium übertragen werden. Dabei verschiebt sich hier die Erzeugung der Pseudo-3D-Strukturen auf die Erstellung des Stempels, welcher beispielsweise aus Quarz besteht [103]. Die Herstellung des Stempels muss nicht zwingend im Halbleiterreinraum erfolgen, wodurch zusätzliche Materialien und Prozesse möglich werden. Wird die gewünschte Struktur in einen entsprechenden Fotolack gestempelt, so erfolgt die weitere Vorgehensweise analog zu den Belichtungsverfahren. Das heißt, die Fotolackstruktur wird mithilfe von Ätzprozessen in das Halbleitermaterial, meist Silizium, übertragen (s. auch Konzept Graustufenlithografie respektive Abbildung 4.1c).

Es können drei verschiedene Technologieansätze unterschieden werden: Hochtemperaturstempel-NPL, Ultraviolett-NPL sowie deren Kombinationen und Modifizierungen, beispielsweise kombinierte thermische und Ultraviolett NPL. Allen Prozessen gemein ist die schwierige Skalierung für eine Massenproduktion, da die NPL kein kontinuierlicher Prozess ist [Lan2008]. Durch Einführen eines Rollenstempels lässt sich dieser Umstand abmildern. Solche Rollen-NPL stellen *Lan et al.* [Lan2008] in ihrer Studie vor. Entscheidend ist dabei, dass am Beispiel der Heißprägung nicht das gesamte Substrat aufgeheizt wird, sondern jeweils nur der in Kontakt stehende Substratteil auf die Glasübergangstemperatur des Polymeren erwärmt wird. Damit ergibt sich für dieses Beispiel eine Einsparung der Abkühlzeit und somit die prinzipielle Skalierbarkeit.

Li et al. [104] erzeugen mittels NPL metallische 3D-Strukturen auf einem Siliziumsubstrat mit Sub-Mikrometergrößen. Dabei realisieren sie die zugehörigen Stempel durch Anwendung eines Belichtungsprozesses auf mehrere Schichten Polymethylmethacrylat mit unterschiedlicher Empfindlichkeit.

Lugli et al. [103] berichten in ihrer Arbeit von der Erzeugung von Einzelstrukturen mit einer Kenngröße von 50 nm sowie von Musterstrukturen mit einer Kenngröße von 200 nm. Den Stempel stellt die Gruppe mittels Molekularstrahlepitaxie in Kombination

mit selektiver Ätzung her. Sie zitieren dabei die Arbeit von *Austin et al.* [105], die den Stempel auf gleiche Weise herstellen und Strukturen mit einem Kennabstand von 6 nm realisieren. Beiden Veröffentlichungen gemein ist, dass lediglich einfache Linienstrukturen demonstriert werden. Prinzipiell sollen sich aber durch entsprechenden Mehraufwand auch quasi-3D-Strukturen erstellen lassen [103].

Ein für die Nanoprägung geeignetes Gerät ist nicht aktiv am Fraunhofer IPMS verfügbar. Sowohl die schwierige Skalierung für eine Stapelverarbeitung als auch die Entkopplung der Strukturgenerierung aufgrund der Verwendung eines Stempels erzeugen einen hohen Aufwand in der Fertigung. Insbesondere ist auch ein hoher Aufwand zur Entwicklung der Umsetzung einer einzigen Geometrie zu erwarten und muss für jede Geometrievariation angenommen werden. Die Möglichkeiten der erzeugbaren Geometrien sind jedoch prinzipiell vielfältig und vorrangig nur durch die Erzeugung des Stempels limitiert.

Nutzung von Prozessabberationen

Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung von Topografien, die durch die klassische Lithografie nicht erzeugt werden können, ist die von *Pufe* diskutierte Nutzung von Prozessabberationen, speziell im Zusammenhang mit der Kinetik des Fluorwasserstoff-Dampfätzens. Dieser Prozess wird genutzt um Strukturen durch Ätzen einer Opferschicht, meist Siliziumoxid, freizustellen. Durch die Kinetik der gasförmigen Ätzmedien und Reaktionsprodukte ergeben sich Effekte die zumeist unerwünscht sind. Dies sind lokal erhöhte Ätzraten ausgehend von vorangegangenen Oberflächenmodifikationen von Schichtstapeln, auch als Grenzflächenangriff bezeichnet. Ganz analoge Vorgänge wurden an sogenannten Strukturalten beobachtet, aus denen sich eine inhomogene Qualität der Opferschicht ergibt. Die Kinetik des Ätzvorganges kann nun genutzt werden, um aus den Effekten abgeleitete Geometrien zu erstellen. Derartige Geometrien bilden meist Gradienten, also Λ -förmige Geometrien, ab, die auf die angesprochene Kinetik zurückgeführt werden können. Eine schematische Darstellung dazu zeigt Abbildung 4.1d.

Für dieses Konzept ist die Verfügbarkeit gegeben. Der Aufwand kann jedoch als sehr hoch eingeschätzt werden, da spezielle Randbedingungen geschaffen werden müssen, um die meist als parasitär auftretenden Abweichungen gezielt zu maximieren. Dies ist im Allgemeinen gerade die entgegengesetzte Richtung der angestrebten Prozessentwicklung. Des Weiteren sind die erzielbaren Geometrien stark eingeschränkt und ergeben sich primär aus empirisch ermittelten Zusammenhängen.

Zusammenfassung

Die zuvor beschriebenen Konzepte sind in Tabelle 4.1 mit der jeweiligen Bewertung gegenübergestellt. Demnach stellt die Verwendung des Konzeptes auf Basis der Standardlithografie eine gerechtfertigte Entscheidung dar, da sowohl der Aufwand gering als auch die Möglichkeiten der Geometrieerzeugung nicht zu stark eingeschränkt sind. Als wichtigster Vorteil ist jedoch die Verfügbarkeit der Technologie an sich, als auch der damit dafür verfügbaren Erfahrungen zu nennen. Ebenfalls vielversprechend ist der Ansatz der Verfließtechnologie, insbesondere dann, wenn sich die damit realisierbaren Geometrien als vorteilhaft herausstellen. Vom derzeitigen Standpunkt aus nicht erstrebenswert sind die Konzepte der Nanoprägung und Graustufenlithografie aufgrund des hohen Aufwandes respektive der nur geringen zusätzlichen Gestaltungsfreiheit ein-

zuschätzen. Abschließend ist das Konzept der Nutzung von Prozessabberationen als ganzheitlich nicht zielführend und mit geringem Praxisbezug zu bewerten.

Tab. 4.1.: Übersicht der Technologiekonzepte Ziel der Konzepte ist die Realisierung einer Aktorgeometrie. Die Bewertung erfolgt vergleichend mit + + + für positiv über 0 für neutral bis – – – für negativ

Konzept	Verfügbarkeit	Aufwand	Möglichkeiten
Standardlithografie	+ + +	+ + +	+
Graustufenlithografie	0	–	++
Nanoprägung	–	--	+ + +
Verfließtechnologie	+ + +	++	0
Prozessabberationen	– – –	– – –	--

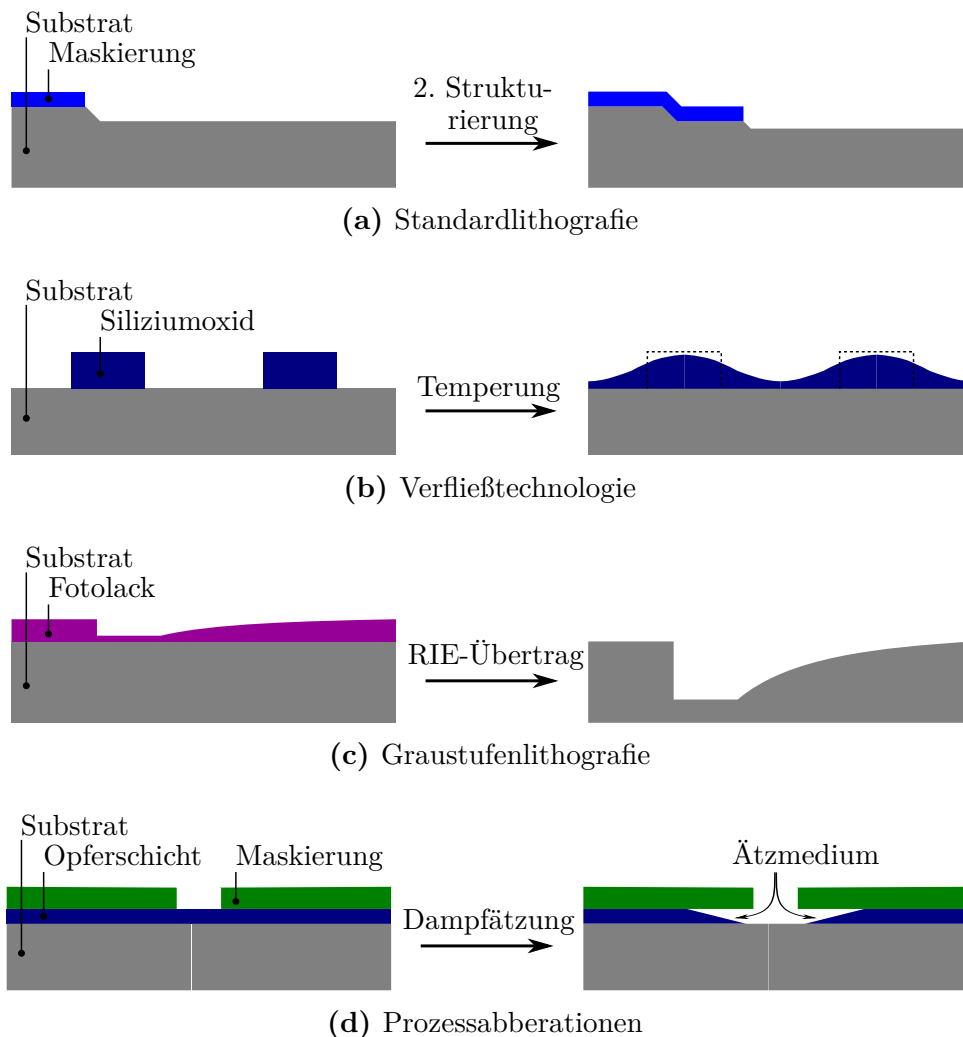


Abb. 4.1.: *Schematische Darstellungen zu den Technologiekonzepten:* Abstrakte Beispiele: **a:** Standardlithografie mit stufenförmiger Strukturierung, hier auf Basis einer anisotropen zeitgesteuerten TMAH-Ätzung; **b:** durch Erwärmung über die Glasübergangstemperatur von geeigneten Objekten, beispielsweise Siliziumoxid, lassen sich kontinuierliche Geometrien gestalten; **c:** Darstellung zum Transfer einer skalierten Form eines strukturierten Fotolackes in das Substrat. Die Skalierung wird durch die Selektivität der Ätzung bestimmt; **d:** Ein verschiedenter Grenzflächenangriff einer Opferschicht führt zur Ausbildung von Flanken, die in einer Weiterbearbeitung für eine Geometriedarstellung genutzt werden können.

4.2. Darstellung einer Technologie zur Fertigung der neuartigen Aktorklasse

Ausgehend von der Bewertung der Technologiekonzepte im vorhergehenden Abschnitt werden in diesem Abschnitt *wesentliche* Prozessschritte der ausgewählten Technologie auf Basis der Standardlithografie dargestellt. Zwischenschritte, wie beispielsweise Reinigungsprozesse, werden nicht dargestellt. Das Ziel dieser Technologie ist es, einen Balkenaktor basierend auf dem neuartigen Aktorprinzip für Bewegungen aus der MEMS-Ebene heraus zu fertigen.

Bei der Bewertung der Konzepte war eine hohe Kompatibilität zu im Reinraum des Fraunhofer IPMS verwendeten Prozessabläufen bedeutsam. Daraus ergibt sich die Möglichkeit der Kombination mit der Fertigung von Bauelementen am Fraunhofer IPMS. Eine solche Kombinationsmöglichkeit wird mit der Anwendung Kippspiegel im Kapitel 7 vorgestellt.

Die Technologieentwicklung wurde im Wesentlichen durch *Langa* betreut und durchgeführt. Im Folgenden wird das Resultat der Entwicklung vorgestellt, mit dem insbesondere die im Kapitel 6 dargestellten Strukturen gefertigt wurden.

Eine schematische Übersicht des Prozessablaufes ist in Abbildung 4.2 anhand der V-Geometrie gezeigt. Die Darstellungen bilden jeweils einen Schnitt des zu fertigenden Aktors, wie er grundlegend im Kapitel 3 beschrieben ist, ab. Die einzelnen Prozessschritte werden im Folgenden erläutert.

Als Ausgangsmaterial werden über eine Oxidschicht (engl.: buried oxide, BOX) verbundene Scheiben aus einkristallinem Silizium eingesetzt (engl.: bonded silicon on insulator, BSOI). Die als Bauelement-Silizium bezeichnete obere Siliziumscheibe weist eine Dicke von $30\text{ }\mu\text{m}$ und eine Konzentration von 10^{18} cm^{-3} an Boratomen (p-Typ) auf. Die Oberfläche des Siliziums entspricht den symmetrisch äquivalenten $\{100\}$ -Ebenen im Einkristall. Alle mechanischen Strukturen im Silizium werden entweder senkrecht oder parallel zu einer Abflachung (engl.: flat) der Siliziumscheiben prozessiert, welche selber parallel zur symmetrisch äquivalenten $\langle 110 \rangle$ -Richtung liegt.

Ein wesentlicher Prozessschritt in der Technologie ist die Erzeugung der Topografie. Diese wird nasschemisch anisotrop mittels TMAH in den Siliziumeinkristall geätzt [106]. Dabei entstehen Gruben, deren Flanken entlang der $\{111\}$ -Ebenen im Kristall ausgerichtet sind und stets einen Winkel von $54,7^\circ$ mit der Scheibenoberfläche einschließen (s. Abbildung 4.2 a). In Abhängigkeit der Prozessparameter können sowohl spitz zulaufernde Gruben als auch Gruben mit flachem Boden hergestellt werden, wobei die größte Tiefe aufgrund nachfolgender Lithografieschritte auf Werte kleiner fünf Mikrometer beschränkt ist.

Nach der Topografieerzeugung wird mittels Atomlagenabscheidung (engl.: atomic layer deposition, ALD) eine wenige Hundert Nanometer dicke Schicht aus Aluminiumoxid (Al_2O_3) abgeschieden (Abbildung 4.2 b). Die Schicht aus Aluminiumoxid dient zum einen als elektrische Isolation zwischen den Elektroden und zum anderen als Ätzstoppschicht in der Technologie. Für die Schichtdicke wurde ein Wert gewählt, welcher ein Kompromiss aus elektrischer Durchschlagsfestigkeit [107] sowie Ätzstoppfunktionalität und dem Auftauchen unerwünschter Effekte ist. Zu diesen Effekten dickerer Schichten gehören eine zunehmende Rauheit und teurere Fertigung. Für eine möglichst geringe Beeinträchtigung der Funktion als Ätzstoppschicht erfolgt an dieser Stelle keine Strukturierung des Aluminiumoxides. Eine weitere technologische Motivation

zur Verwendung von Al_2O_3 ist dessen Resistenz gegenüber dem finalen Ätzschritt zur Entfernung der Opferschicht.

Nach der Isolationsschicht folgt die Abscheidung von Titanaluminid (TiAl) als untere Elektrode mittels Kathodenzerstäubungsdeposition auf der gesamten Oberfläche der Siliziumscheibe. Die Strukturierung des TiAl wird mittels reaktiven Ionenätzens (engl.: reactive ion etching, RIE) realisiert (s. Abbildung 4.2 c). Das Material TiAl wurde aufgrund seiner geringen Rauheit und geringen Kriechneigung gegenüber ebenfalls verfügbaren Materialien wie reinem oder dotiertem Aluminium bevorzugt. Um die Funktion einer Elektrode zu erfüllen, ist zudem ein geringer spezifischer elektrischer Widerstand eine wichtige Eigenschaft. Die Dicke der abgeschiedenen Schicht liegt im Bereich weniger Hundert Nanometer.

Anschließend zur TiAl-Abscheidung erfolgt die Erzeugung der Opferschicht (Abbildung 4.2 d). Diese wird durch plasmagestützte chemische Gasphasenabscheidung (engl.: plasma enhanced chemical vapour deposition, PECVD) als undotiertes Silikatglas (USG; entspricht chemisch Siliziumoxid, SiO_x) abgeschieden und im Anschluss mittels RIE strukturiert. Wichtige Eigenschaften der Schicht sind eine sehr geringe Anzahl von durchgehenden Lochdefekten (engl.: pinholes), hohe Konformität und selektive Entfernbarkeit. Diese Eigenschaften werden vom verwendeten USG hinreichend abgebildet. Die Dicke beträgt etwa 200 nm und legt den Elektrodenabstand fest.

Über die strukturierte Opferschicht erfolgt die Abscheidung einer weiteren TiAl-Schicht mit dem gleichen Prozess wie zuvor (Abbildung 4.2 e). Durch die bereits zuvor abgeschiedenen Schichten in Verbindung mit der Topografie ergeben sich zusammen mit der dem Abscheidungsprozess inhärenten geringen Konformität engere Parametergrenzen für die Schichtdicke. Sie liegt jedoch prinzipiell in der gleichen Größenordnung wie zuvor.

In einem nachfolgenden Schritt wird der als *Träger-Silizium* bezeichnete Teil mittels TMAH von der Rückseite geätzt (Abbildung 4.2 f). Die dabei entstehende Rückseitengrube ermöglicht zusammen mit der folgenden Grabenätzung die mechanische Beweglichkeit der Balkenstruktur.

Die Ätzung der offenen Gräben erfolgt mittels eines DRIE Prozessschrittes (Abbildung 4.2 g). Der Verlauf der Gräben bestimmt die Gestalt der mechanischen Struktur in lateraler Dimension (Länge, Breite). Über eine in Verbindung von der Strukturhöhe abhängigen ausreichenden Breite wird die vollständige Beweglichkeit des Balkenaktors sichergestellt.

Als wesentlicher abschließender Schritt erfolgt die Entfernung der Opferschicht. Dies wird durch einen Ätzprozess mit Fluorwasserstoff-(HF)-Dampf in der Technologie bewerkstelligt. Der Ätzangriff erfolgt lateral und beidseitig zwischen den TiAl-Elektroden. Die komplette Entfernung der Opferschicht ist essentiell in diesem Prozessschritt und kann über eine ausreichende Anzahl Ätzzyklen sichergestellt werden. Es ist in diesem Zusammenhang zweckmäßig die obere Elektrode in der Ausdehnung entlang der Aktorbreite gegebenenfalls zu unterbrechen und die Anzahl der Ätzzyklen dadurch ökonomisch gering zu halten.

Mithilfe der dargestellten Technologie konnten erfolgreich erste Bauelemente der neuen Aktorklasse hergestellt werden. Die wichtigsten Prozessschritte sind die Erzeugung der Topografie, die Darstellung der Elektroden und die Abscheidung der Opferschicht sowie deren Entfernung durch den abschließenden Freiätzprozess. Die gegebene hervorragende Reproduzierbarkeit der anisotropen Ätzung des Siliziumeinkristalls erlaubt die stabile Reproduktion der den Aktoreffekt maßgeblich bestimmenden Topografien.

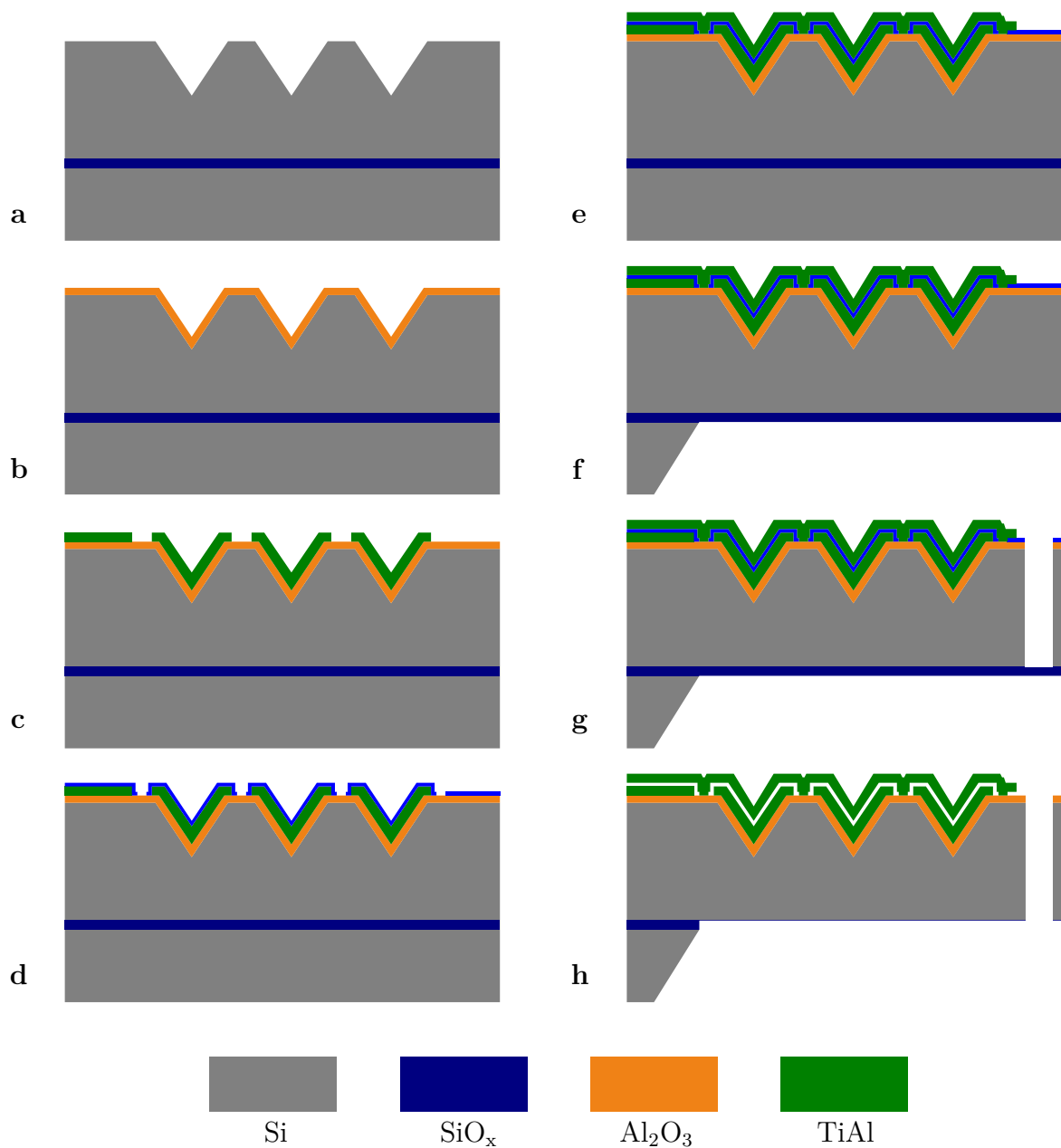


Abb. 4.2.: Prozessablauf einer Technologie zur Fertigung der neuartigen Aktorklasse: Darstellung des Längsschnittes; Folgende acht Prozessschritte werden unterschieden: **a:** Erzeugung der Topografie mittels anisotroper Ätzung des Siliziumeinkristalls (Si); **b:** ALD-Abscheidung von Aluminiumoxid (Al₂O₃) als Isolations- und Ätzstoppschicht; **c:** Kathodenzerstäubungsdeposition und Strukturierung einer unteren Elektrode aus Titanaluminid (TiAl); **d:** Gasphasenabscheidung von Siliziumoxid (SiO_x) als Opferschicht und dessen Strukturierung; **e:** Kathodenzerstäubungsdeposition und Strukturierung einer oberen Elektrode aus Titanaluminid; **f:** Rückseitenstrukturierung der Siliziumscheibe; **g:** Reaktive Ionentieftiefenätzung von Gräben zum Freistellen des Aktors; **h:** Entfernung der Opferschicht zwischen den Elektroden durch Fluorwasserstoff-Dampf-Ätzung; Abbildung nach Langa; (Darstellungen nicht maßstäblich)

4.3. Skalierbarkeit unter technologischen Aspekten

Basierend auf den Erkenntnissen zur Skalierung anhand der theoretischen Beschreibungen (s. Abschnitt 3.2.3) wird in diesem Abschnitt eine Abschätzung zu der technologischen Umsetzbarkeit einer Skalierung entlang der Größenskala angestrebt. Diese Skalierung bezieht sich hier auf die Dicken der einzelnen Schichten und hat als Ausgangspunkt den im vorangegangenen Abschnitt 4.2 vorgestellten Prozessablauf.

Wie bereits dargestellt und aus der Analogie zu Zweischichtaktoren bereits geschlossen werden kann (vgl. Abschnitt 2.3), ist die Angleichung der Dicken von Substrat und aktiver Elektrode (OE) erstrebenswert. In dem in Abbildung 4.2 dargestellten Beispiel ist das Verhältnis der Schichtdicken $v_d < 1/30$, sodass prinzipiell noch deutliche Steigerungen der Zielgröße möglich sind (s. Gleichung (2.27)).

Die Dicken der Siliziumscheiben und damit des Substrates können durch Rückschleifen global verringert werden. Hier müssen jedoch die Randbedingungen einer jeweiligen Anwendung berücksichtigt werden. Beispielsweise wird für Mikrokippspiegel die wichtige Eigenschaft der dynamischen Deformation erheblich von der Substratdicke beeinflusst, wobei größere Dicken angestrebt werden [4, 108, 109].

Ausgehend von einer Substratdicke im Bereich einiger Zehn Mikrometer ergibt sich die Erfordernis einer deutlich gesteigerten Schichtdicke der oberen Elektrode. Aufgrund der Richtungsabhängigkeit der Kathodenzerstäubungsdeposition ist ein solcher Prozess als Basis nur eingeschränkt geeignet. An Topografiestufen, beispielsweise den Kanten einer strukturierten Schicht, ergibt sich an den senkrechten Flanken eine deutlich geringere Schichtdicke. Zudem kommt es aufgrund einer erhöhten Schichtdicke an hervorstehenden Topografien zu einer Abschattung benachbarter Bereiche. Diese Bereiche betreffen insbesondere Flanken, sodass an diesen eine weitere Verringerung der Schichtdicke auftritt. Im Resultat entstehen Einschnürungen, die die Leistungsfähigkeit des Aktors erheblich verringern können. Eine hohe Konformität nahezu unabhängig von der Topografie kann mit einem ALD-Prozess erreicht werden. In der Natur des Prozesses liegt jedoch eine Begrenzung der maximalen Schichtdicke begründet, da für hohe Dicken von einer unwirtschaftlich hohen Anzahl an Zyklen zur Abscheidung der atomar dünnen Lagen ausgegangen werden muss. Zudem ist für das verwendete Elektrodenmaterial TiAl sowie für ein vergleichbares Material kein ALD-Prozess für die Abscheidung verfügbar.

Die Skalierung der Isolationsschicht als Teil des passiven Substrates hin zu stark verringerten Dicken ist mit dem genutzten ALD-Prozess problemlos umsetzbar, wobei jedoch stets die Randbedingung der Durchschlagsfestigkeit berücksichtigt werden muss. Denkbar ist in diesem Zusammenhang auch der vollständige Verzicht auf die Isolationsschicht im aktiven Elektrodenbereich, wenn die untere Metallelektrode durch das Substrat als zweite Elektrode dargestellt wird.

Ein einflussreicher Skalierungsschritt ist die Verringerung des Elektrodenabstandes. Für eine höhere Konformität und eine geringere Neigung zu durchgehenden Lochdefekten ist die Verwendung eines ALD-Prozesses anstatt eines PECVD-Prozesses auch für diese Schicht ratsam. Dadurch werden Schichtdicken im Bereich weniger Zehn Nanometer ermöglicht.

Es wird ersichtlich, dass zum Stand der derzeitigen Technologie eine Limitierung der Leistungsfähigkeit der neuartigen Aktoren aufgrund des eingeschränkt beeinflussbaren Verhältnisses der Dicken von aktiver und passiver Schicht vorliegt. Ein etwaiger Lö-

sungsansatz beruht auf der Nutzung einer weiteren Siliziumscheibe zur Darstellung der oberen Elektrode. Aufgrund des frühen Entwicklungsstadiums wird dieser Ansatz an dieser Stelle jedoch nicht näher ausgeführt.

Eine Skalierung des Aktorprinzips in den Makrobereich ist durch Technologien wie Lithografie-Galvanik-Abformung (LIGA), Funkenerosion oder durch direkte Integration in die Leiterplatten prinzipiell denkbar. Dabei erfolgt jedoch nicht die Nutzung inhärenter Vorteile des Aktorprinzips auf der Mikro- bzw. Nanoskala (Herstellung, Präzision, Skalierung des elektrostatischen Prinzips).

5. Simulation der neuartigen Aktorklasse

Neben der in Kapitel 3 vorgestellten analytischen Modellierung erfolgt in diesem Kapitel die numerische Simulation des elektrischen, mechanischen und elektromechanischen Verhaltens der neuartigen Aktorklasse. Mithilfe der aus den Simulationen gewonnenen Ergebnisse können die analytischen Überlegungen gestützt werden. Zudem erlauben speziell die numerisch gelösten Modelle eine Simulation komplexer Geometrien, wie sie sich durch Randbedingungen der Fertigungsprozesse (s. Kapitel 4) ergeben und die in den analytischen Modellen lediglich grob approximiert werden können. Des Weiteren ist die Simulation allgemein und in dieser Arbeit speziell eine Interpretationshilfe für Charakterisierungsergebnisse (s. Kapitel 6), die es erlaubt verschiedene Hypothesen zu prüfen.

In diesem Kapitel werden Vorgehensweisen bei der Simulation des neuartigen Aktorprinzips sowie die Erkenntnisse der damit generierten Ergebnisse vorgestellt. Die Methodik und die Ergebnisse der Modelle werden getrennt dargestellt. Der Schwerpunkt der Betrachtung liegt dabei auf der Modellierung des elektromechanischen Verhaltens.

5.1. Finite Elemente Methode

In diesem und korrespondierenden Abschnitten wird die Simulation synonym zur Anwendung der Methode der Finiten Elemente gesetzt. Die Finite Elemente Methode (FEM) beruht auf der Approximation des Verhaltens einer Geometrie durch Unterteilung in diskrete Abschnitte, die namensgebenden finiten Elemente. Die sich aus der Diskretisierung ergebende Unterteilung einer Geometrie in Elemente wird als Vernetzung mit dem als Ergebnis vorliegenden Elementnetz bezeichnet.

In den finiten Elementen werden zur Beschreibung des Problems Polynome implementiert, die das gesuchte Verhalten approximieren. Durch den Elementtyp, mit gegebenenfalls zusätzlich definierten spezifischen Steuerparametern, sind der Grad des Polynoms und damit die Approximationsgüte innerhalb des durch das Element abgedeckten Bereiches festgelegt. Beispielsweise mittels der *Galerkin*-Methode kann dann ein Gleichungssystem für das aus allen Elementen bestehende System aufgestellt werden. Dieses Gleichungssystem wird dann numerisch gelöst. In diesem Zusammenhang sei die LR-Zerlegung als Beispiel aufgeführt. Im Allgemeinen wird die FEM für Aufgabenstellungen mit komplexen Geometrien in allen physikalischen Domänen (mechanisch, elektrisch, fluidisch usw.) eingesetzt, für die keine hinreichende oder sinnvolle analytische Lösung möglich ist.

Die Simulationen in dieser Arbeit wurden hauptsächlich mit dem Programm ANSYS durchgeführt. Im Speziellen wurde von ANSYS die Variante *Classic APDL* genutzt. Das Akronym APDL steht für *ANSYS Parametric Design Language* und beschreibt eine skriptbasierte Steuerung des Programms. Für einzelne Validierungen und Vergleiche wurde zudem die Software COMSOL verwendet.

Als Vehikel zur Untersuchung aller relevanten Effekte wird weiterhin ein Balkenaktor betrachtet. Anhand dieses werden das neuartige Aktorprinzip und alle einhergehenden Effekte untersucht.

Hervorgehoben wird die Wichtigkeit der Eingabedaten für die Simulation. Sollen die Simulationsergebnisse mit realen Charakterisierungsergebnissen quantitativ korreliert werden, so ist die genaue Kenntnis der Materialparameter essentiell. Dies betrifft insbesondere die Parameterwerte und Verteilungen von Eigenspannungen als auch die Werte der Elastizitätsmoduln. Qualitative Vergleichssimulationen lassen sich jedoch auch mit arbiträren Werten sinnvoll durchführen und können so beispielsweise Hinweise auf Tendenzen und Einflussmöglichkeiten geben.

5.2. Methodik und Modellaufbau

Alle erstellten Modelle wurden mittels parametrischer Skripte entworfen. Dies erlaubt bei konsequenter Parametrisierung eine umfangreiche Untersuchung einzelner Einflussfaktoren, beispielsweise einzelner Geometrieparameter. Durch den zusätzlichen modularen Aufbau der Skripte ist eine Anpassung mit geringem Aufwand möglich, sodass beispielsweise neue Geometrien zügig umgesetzt werden können.

Wie zuvor im Kapitel 3 der analytischen Modelle wird auch in den FEM-Modellen der Zusammenhang zwischen elektrischer Antriebsspannung und der Krümmung eines Balkenaktors schwerpunktmäßig untersucht. Dieses elektromechanische Verhalten stellt ein Beispiel für eine implizite Kopplung mit bidirektionaler Abhängigkeit der Ergebnisgrößen der einzelnen Domänen dar [4]. Aus diesem Grund wurden in dem verwendeten Modell die elektrische und die mechanische Domäne stark gekoppelt.

Bei den Modellen für die Untersuchung des elektromechanischen Verhaltens handelt es sich um zweidimensionale (2D) Längsschnitte der Balkenaktoren. Jedes 2D-Modell beruht auf der Annahme eines in der Dimension der Balkenbreite unendlich ausgedehnten Balkenaktors, mit über diese Ausdehnung homogenen Längsschnitt. Der Einfluss dieser Näherung wurde im Abschnitt 2.3 dargestellt. Eine Übertragung der Ergebnisse auf reale Aktoren ist somit prinzipiell möglich. Neben dem im Vergleich zu einem dreidimensionalen (3D) Modell deutlich verringerten Entwurfsaufwand eines 2D-Modells kann auch die Elementanzahl und daraus folgend der Berechnungsaufwand vergleichsweise gering gehalten werden. Die Vorteile sind im Fall von Strukturen mit hohen geometrischen Aspektverhältnissen besonders ausgeprägt.

Die Modellerstellung kann wie folgt beschrieben werden. Zunächst werden geometrische Parameter, sowie Materialeigenschaften und Elementtypen definiert. Im Anschluss wird die Geometrie über die Erstellung von Flächen modelliert. Dieser Abschnitt des Skriptes ist von herausragender Bedeutung für die Funktionsweise, Robustheit gegenüber Parametervariationen und Aussagefähigkeit des Modells. Je nach konkreter Geometrie wird eine gegebenenfalls vorhandene Symmetrie über Spiegelungsoperationen berücksichtigt.

Wie bereits dargestellt, besteht der Aktor aus mehreren gleichartigen Aktorzellen. Um das Verhalten einer Geometrie zu untersuchen, wird ein Balkenaktor bestehend aus mehreren gleichartigen Aktorzellen modelliert. Die Mindestanzahl ergibt sich aus der Abwägung von Aufwand und Einfluss von Randbedingungen. Demnach weisen die erste und letzte Zelle eines Aktors eine geringere Krümmung auf, da bei diesen die Randbedingungen aufgrund fehlender Nachbarn moduliert sind. Dadurch kann die in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Transformation nicht adäquat umgesetzt werden. Zur Verringerung des Einflusses der Abweichung wird eine große Anzahl Aktorzellen und eine geeignete Vervollständigung des Aktormodells durch Hinzufügen von Einspann- und Endstücken angestrebt. Diese letztgenannten zusätzlichen Elemente verbessern

die Umsetzung der *Bernoulli*-Hypothese (s. Abschnitt 2.2) an der ersten und letzten Zelle, wohingegen sie an den dazwischenliegenden Zellen durch die jeweiligen Nachbarn gewährleistet wird. Ein Nachweis der Maßnahmen kann durch eine Betrachtung der Biegelinie des Balkenaktors erfolgen. Eine beispielhafte Darstellung des FEM-Modells ist in Abbildung 5.1 gezeigt.

Der nächste Schritt ist die als Vernetzung bezeichnete Erstellung des Elementnetzes für die Geometrie durch Diskretisierung in Elemente. Der Vorgang der Erzeugung der finiten Elemente ist von hoher Bedeutung für die Genauigkeit der berechneten Ergebnisse. Vereinfacht ist zu konstatieren: je feiner respektive dichter das FE-Netz, desto geringer ist die sich aus der Vernetzung ergebende Unsicherheit der Zielgröße. Dabei ist zu beachten, dass stets eine Näherung erfolgt. Mit feiner werdendem Netz steigt der Berechnungsaufwand überproportional an, sodass immer ein Kompromiss gesucht ist. Dieser Kompromiss wird im Zuge der Konvergenzuntersuchung ermittelt (s. Abschnitt 5.4). Zusätzlich wird der Berechnungsaufwand von der geometrischen Form eines Elementes beeinflusst. Demnach sind hexahedrale den tetrahedralen Elementen vorzuziehen [4]. Im Fall eines 2D-Modells entspricht das dem Vorzug von vierseitigen gegenüber dreiseitigen Elementen.

Die Vernetzung erfolgt in ANSYS mit Elementen vom Typ PLANE183 für die mechanische und PLANE121 für die elektrische Domäne, jeweils mit Mittelpunktknoten (s. Abschnitt 5.4). Eine alternative Domänenkopplung über Elemente vom Typ TRANS126, welche die Beziehungen in der elektrischen Domäne analytisch abbilden ist nur für ebene Elektrodengeometrien möglich und stellt damit eine unzulässige Einschränkung hinsichtlich der Geometrien bei der Untersuchung des neuartigen Aktorprinzips dar [110].

Nach der Erstellung des Elementnetzes folgen zwei Lösungsschritte mit verschiedenen Randbedingungen, die einzeln durchgeführt werden, um die Ergebnisgrößen zuordnen zu können. In einem ersten Lösungsdurchgang wird die aufgrund von Eigenspannungen (Randbedingungen) in den Elektroden-schichten (s. Abschnitt 2.1 und Anhang D.1) hervorgerufene Vorverkrümmung des Aktors ermittelt. Dazu wird einzig die rein mechanische Domäne simuliert. Geometrieabhängig führen die Eigenspannungen zudem zu einer erheblichen Modulation des Elektroden-spaltabstandes und beeinflussen damit die Ergebnisse des anschließenden Lösungsschrittes. Eine adäquate Umsetzung der Randbedingungen zur Schichteigenspannung gelingt bei feiner Vernetzung durch zusätzliche Berücksichtigung des Eigenspannungsgradienten. Dazu wird automatisiert durch ein entsprechendes Skript jeweils einer Gruppe von Elementen einer vernetzten Schicht ein individueller Schichtspannungswert zugewiesen. Zweckmäßig ist es dabei, die Elementgruppen derartig zu wählen, dass sie praxisnah konforme Teilschichten der betrachteten Schicht abbilden.

Im Anschluss folgt ein zweiter Lösungsabschnitt, der das elektromechanische Verhalten ermittelt. Dazu werden zunächst die Randbedingungen zur Lösung des Modells definiert. Diese umfassen die bereits zuvor definierten geometrischen Randbedingungen, die Lagerung respektive Einspannung, die Eigenspannungen und nun zusätzlich elektrische Randbedingungen, die Potentiale. Weiterhin werden die Domänen durch Definition der Übergabeobjekte (Knoten) und Übergabegrößen (Kräfte, Verschiebungen) gekoppelt. Der erforderliche Löser gekoppelter Domänen, der Multi-Field-Solver (MFS, engl. für Multi-Domänen-Löser), ist ein integrierter Bestandteil von ANSYS. Über geeignete Steuerparameter können die Randbedingungen und Lösungskriterien im MFS vorgegeben werden. Die Domänen werden im Anschluss abwechselnd gelöst, sodass sich ein iterativer Lösungsprozess ergibt. Dessen Abbruchkriterium ist ein für die Lösung

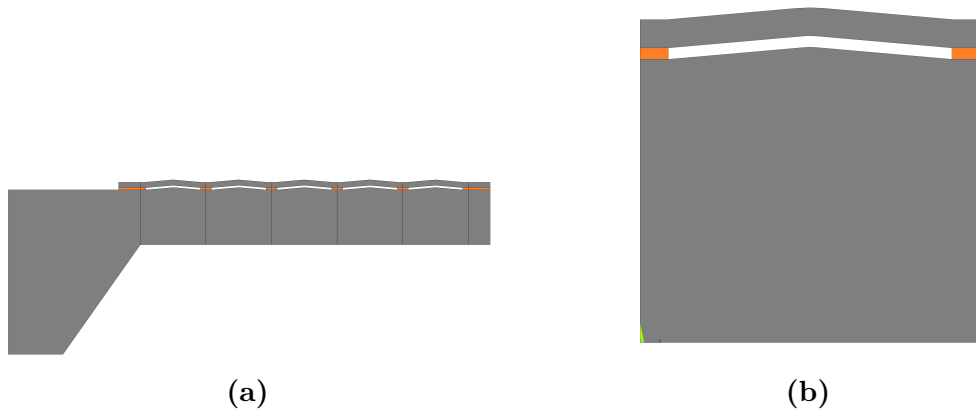


Abb. 5.1.: Darstellung zum FEM-Standardmodell: **a:** Gesamtaktor mit in Abschnitt 3.1 eingeführter Λ -Geometrie, die Aktoreinspannung und das Endstück sind links respektive rechts in der Abbildung mit den dazwischen liegenden einzelnen Aktorzellen dargestellt; **b:** Vergrößerung einer einzelnen Zelle

spezifisches Konvergenzniveau. Dieses liegt typisch für die FEM und insbesondere im Falle der elektrisch-mechanischen Domänenkopplung in der Größenordnung von 5 % der elektrostatischen Kraftsumme im jeweiligen Modell. Die Ursache und Auswirkungen dieser Unsicherheit sind im folgenden Abschnitt 5.3 näher erläutert. Aus der Tatsache resultiert für viele Parametersätze die Notwendigkeit eines zweiten Durchganges des zweiten Lösungsabschnittes.

Die Auswertung der Modelle erfolgt anhand der mechanischen Reaktion der Geometrie unter den gegebenen Randbedingungen. Insbesondere sind die Knotenverschiebungen in Abhängigkeit der Balkenlänge von Interesse. Zur Ermittlung der Krümmung wird die Verschiebung der Knoten am Ende des Balkens senkrecht zu dessen Längsachse ausgewertet und in Relation zu dessen Länge gesetzt. Die Krümmung eignet sich als Vergleichsgröße zwischen verschiedenen Geometrien und zwischen Simulation und Experiment (s. Kapitel 6).

Mit der in diesem Abschnitt vorgestellten Methodik, auch als Standardmodell bezeichnet, ist es möglich das elektromechanische Verhalten *beliebiger* Geometrien mit gekoppelten Domänen zu simulieren. Aufgrund der Berücksichtigung eines ausgedehnten Aktors besteht keine Einschränkung hinsichtlich der Geometriegestaltung. Insbesondere sind asymmetrische Aktorzellen sowie verschiedene Aktorzellen entlang eines Balkenaktors denkbar.

5.3. Kraftsummenproblematik

Die zuvor dargestellte Methodik ist speziell auf Eigenheiten der FEM angepasst. Diese Eigenheiten und die daraus resultierende Problematik sollen hier kurz dargestellt werden. Als Kraftsummenproblematik wird der Umstand einer von Null verschiedenen Summe aller Kräfte in der elektrischen Domäne bezeichnet. Diese durch die Erwartung als unzulässig einzuschätzende Tatsache wird durch Singularitäten in Verbindung mit der Integrallösungsmethode der FEM hervorgerufen. Derartige Singularitäten treten im Bereich der elektrostatischen Domäne beispielsweise an konvexen Ecken auf. Bezüglich der Kräfte führen die Singularitäten zu künstlichen, zusätzlichen und oft signifikanten Fehlkräften. Ein weitere, jedoch nicht vordergründige, Problematik besteht zudem hin-

sichtlich der numerischen Additionen von Gleitkommazahlen mit endlicher Präzision [111, 112].

Die von Null verschiedene Summe der elektrostatischen Kräfte an beiden Elektroden mit ihrem Anteil senkrecht zur Balkenlängsachse hat eine globale Wirkung auf den modellierten Balkenaktor analog zu einer Streckenlast. Diese Last ist für ein jedes Modell und dessen Vernetzung sowie jeden Parametersatz individuell und in der Größenordnung von 5 % der auf die Länge bezogenen Gesamtkraft im elektrischen Feld. Letztere ist aufgrund der vergleichsweise kleinen Elektrodenabstände groß, sodass bereits geringe Anteile eine signifikante mechanische Störreaktion hervorrufen. Daraus resultiert eine zusätzliche Auslenkung, die der Auslenkung aufgrund der primären Aktormechanismen (s. Abschnitt 3.2.1) überlagert ist. Entsprechend den Darstellungen in Abschnitt 2.2 und im Anhang B.1 ist der Einfluss umso stärker je größer die Ausdehnung des modellierten Balkens in Längsrichtung ist (s. bspw. Gleichungen (2.8) und (B.13)). Diese Ausdehnung hängt unmittelbar mit der Länge einer einzelnen Aktorzelle zusammen (l_b in Abbildung 3.2) und kann um mindestens eine Größenordnung variieren.

Eine Identifikation der Kraftsummenproblematik gelingt zuverlässig durch Vergleich der Biegelinien verschieden langer Balken einer Geometrie mit demselben Parametersatz. Dabei zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit von der Balkenlänge, die mit der Streckenlast und den Abhängigkeiten in Abschnitt 2.2 korreliert werden kann.

Eine Abschwächung der Kraftsummenproblematik gelingt durch einen erneuten Berechnungsdurchgang des zweiten Lösungsschritts. Konkret wird die Kraftsumme im ersten Durchlauf ausgelesen und als zusätzliche Randbedingung in Form einer Streckenlast bei ansonsten unverändertem Parametersatz für den zweiten Durchlauf vorgegeben. Im Ergebnis kann die Abweichung der Kraftsumme, relativ zur Gesamtkraft einer Elektrode, um Größenordnungen auf ein vernachlässigbares Niveau $< 10^{-6}$ reduziert werden.

Die Annahme einer gleich verteilten Streckenlast stellt eine Näherung der für die Problematik ursächlichen, diskret verteilten Singularitäten dar. Die als Behelf zusätzlich applizierte Kraftwirkung als Randbedingung wirkt dabei einzig dem durch die Singularitäten verursachten Fehler entgegen, sodass nicht von einer Beeinflussung des für die Modellierung angestrebten wahren Verhaltens ausgegangen wird. Überprüfungen dieser Vorgehensweise mit dem oben genannten Vergleich von Biegelinien sowie die später in dieser Arbeit vorgestellten Validierungen der Modelle (s. Kapitel 6) deuten auf die Zulässigkeit dieses Vorgehens.

Erst die Identifikation der Kraftsummenproblematik und dessen Lösung ermöglicht eine präzise Abbildung des elektromechanischen Verhaltens verschiedenster Geometrien. Die Signifikanz lässt sich zudem auf die komplexe Geometrie der *neuartigen* Aktorklasse zurückführen. Demnach führt bereits ein geringer Prozentsatz an Summenabweichung der Kräfte zu einer starken Abweichung des mechanischen Verhaltens. Die skizzierte Vermeidungsstrategie ist wirksam, führt jedoch naturgemäß zu einer verdoppelten Berechnungsdauer.

5.4. Konvergenzuntersuchung

Bei der Konvergenzuntersuchung wird das Verhalten einer Zielgröße bei der Veränderung des Elementnetzes untersucht. Ziel ist es hier, ein Elementnetz zu erhalten, für das die Zielgröße konvergiert, das heißt einen bestimmten Referenzwert erreicht hat. Dabei soll gleichzeitig dasjenige konvergierte Netz ausgewählt werden, welches den geringsten Berechnungsaufwand aufweist. Der Referenzwert ist im Idealfall durch eine

analytisch geschlossene Lösung vorgegeben. Typischerweise jedoch muss der Referenzwert aus der Untersuchung selbst ermittelt werden. Der Referenzwert ist dann dadurch gekennzeichnet, dass die Zielgröße für immer feinere Vernetzungen gegen diesen strebt. Die Konvergenzuntersuchung ist ein wichtiges Mittel, um die Vertrauenswürdigkeit der Ergebnisse von FEM-Modellen einordnen zu können.

Der Begriff Konvergenz ist dabei in Verbindung mit der FEM mehrdeutig, sodass drei Bedeutungen hier genannt werden können. Die Konvergenz eines Berechnungsdurchlaufes innerhalb eines iterativen Lösungsprozesses von einem Modell wird in der Regel vom FEM-Programm automatisch überwacht und bewerkstelligt. In ANSYS lässt sich diese Konvergenz beispielsweise durch den Befehl *cnvtol* beeinflussen. Eine zweite Bedeutung ist die Veränderung der Zielgröße in Abhängigkeit des Elementnetzes. Diese Konvergenz in diesem Abschnitt beschrieben. Die dritte Konvergenz eines weiter gefassten Verständnisses tritt in Verbindung mit Optimierungsdurchläufen auf. Auf diese wird in Abschnitt 5.7.1 eingegangen.

Es bestehen prinzipiell zwei übergeordnete Möglichkeiten zur Veränderung des Elementnetzes: durch Variation der Elementgröße sowie durch Variation des Elementtypes. In den hier vorgestellten Modellen wird von einem gegebenen Elementtyp (s. Abschnitt 5.2) ausgegangen, sodass die Veränderung des Netzes einzig über die Elementgröße erfolgt.

Allgemein kann eine höhere Genauigkeit der Ergebnisse für feinere Unterteilungen, das heißt für ein dichteres Elementnetz, angenommen werden, wobei gleichzeitig der Rechenaufwand überproportional ansteigt. Es sei angemerkt, dass die Konvergenz der Zielgröße, neben der übergeordneten Problemabhängigkeit, in komplexer Weise von Elementgröße, Elementform und Elementtyp abhängt. Insbesondere der Elementtyp bestimmt mit dem implementierten Grad des Polynoms die abbildbare Zielgrößenänderung und damit in Abhängigkeit der Elementgröße den abbildbaren Gradienten der Zielgröße innerhalb des Geltungsbereiches des Elements. Als höherwertig bezeichnete Elemente weisen einen hohen Grad des Polynoms auf. Die Berechnungsgrößen sind in der Regel Verschiebungen, von denen dann weitere Größen, beispielsweise die mechanische Spannung, abgeleitet werden [113]. Trotz des höheren Berechnungsaufwandes eines höherwertigen Elements ist im Allgemeinen das Konvergenzverhalten eines aus derartigen Elementen aufgebauten Modells günstiger [4]. Des Weiteren kann das Konvergenzverhalten mit Hybridnetzen und lokal adaptierten Netzdichten weiter verbessert werden. Ursachen von Singularitäten, die eine Konvergenz erschweren sind im Modellaufbau zu vermeiden. Solche Singularitäten können beispielsweise durch konvexe Ecken mit sehr kleinem Rundungsradius relativ zur Elementgröße in einem elektrischen Feld in ihrer Wirkung verstärkt werden. Die Abschwächung kann im Beispiel entsprechend durch eine Vergrößerung des Rundungsradius oder durch eine feinere Vernetzung erfolgen.

Als Zielgröße in der mechanischen Domäne wird beispielsweise die mechanische Belastung einer Struktur herangezogen. Ausgehend von einem sehr groben Elementnetz wird die Netzdichte sukzessive und einheitlich im gesamten Modell erhöht und das Verhalten einer Zielgröße bezüglich ihrer relativen Änderung beobachtet (s. Abbildung 5.2). Die Konvergenz ist dann erreicht, wenn die Zielgröße innerhalb eines den eigenen Anforderungen entsprechenden Konvergenzniveaus von beispielsweise $\pm 5\%$ um einen Referenzwert variiert.

Die Konvergenzuntersuchungen werden zunächst einzeln für jede Domäne und im Anschluss zur Prüfung am Gesamtmodell durchgeführt. Nach Abschluss der Untersuchungen kann von einer Unsicherheit der Ergebnisse der Zielgröße im vorgegeben Konvergenzniveau ausgegangen werden.

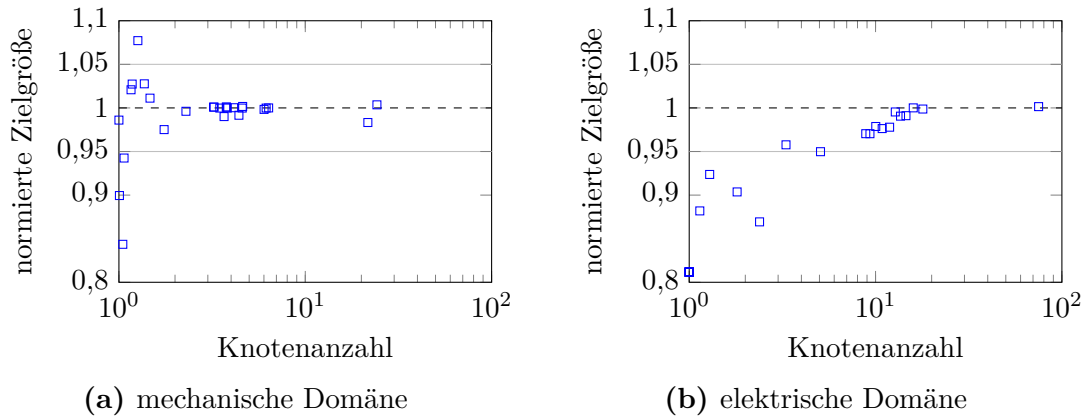


Abb. 5.2.: *Konvergenzanalyse:* Dargestellt ist die Entwicklung der Zielgröße in Abhängigkeit der Knotenanzahl. Die Zielgrößen sind auf den aus der Untersuchung ermittelten Referenzwert (gestrichelte Linie) normiert. Die dünnen Linien ober- und unterhalb deuten das angestrebte Konvergenzniveau an. Die Untersuchung wurde mit dem Standardmodell durchgeführt. **a:** mechanische Domäne; **b:** elektrischen Domäne

5.5. Modellvarianten

Von dem im vorherigen Abschnitt vorgestellten Standardmodell wurden Varianten entwickelt, die zu Vereinfachungen führen oder mit denen spezielle Teilbereiche und -aufgaben bearbeitet werden können. Diese Varianten werden im Folgenden kurz vorgestellt und dienen dem Verständnis der im Folgeabschnitt 5.6 vorgestellten FEM Ergebnisse.

Weiterentwicklung des Standardmodells

Ist eine Beschränkung auf symmetrische Geometrien der Aktorzellen statthaft und kann weiterhin von der mit dem Standardmodell bestätigten Erkenntnis einer gleichen Funktion einer jeden Aktorzelle ausgegangen werden, so ist es erstrebenswert eine Modellvariante zu entwerfen, die ebendiese Merkmale vorteilhaft umsetzt. Ein derartiges Modell wurde von *Gaudet* auf Basis des Standardmodells entwickelt.

In einer als Halbzellenmodell bezeichneten Variante wird statt einem kompletten Balenaktors lediglich die Hälfte einer symmetrischen Aktorzelle modelliert und simuliert. Der Schlüssel zur Umsetzung ist dabei die Implementierung adäquater Randbedingungen. Im Speziellen muss die *Bernoulli*-Hypothese im Modell erfüllt sein. Diese verlangt, dass ebene Querschnitte stets eben bleiben müssen und einzig zueinander verkippen dürfen. Die Umsetzung der Hypothese in der Simulation beruht auf dem Einsatz von Elementen in ANSYS vom Typ MPC184 [110]. Dadurch kann eine insgesamt bestehende Ebenheit des begrenzenden Querschnittes einer Zelle erhalten werden ohne eine Verkipfung desselben zu unterdrücken. Aufgrund der stark verringerten Elementanzahl gegenüber dem Standardmodell, es wird einzig eine Halbzelle modelliert, verringert sich der Berechnungsaufwand bereits erheblich. Zusätzlich konnte *Gaudet* durch die Verwendung von Elementen in ANSYS vom Typ PLANE223 mit integrierter Domänenkopplung den Berechnungsaufwand weiter verringern. Die Implementierung der Domänenkopplung innerhalb des Elementes selbst erlaubt keinen Zugriff auf die Kräfte zwischen den Domänen aber ermöglicht dagegen zusätzlich die Simulation von Kraftwirkungen innerhalb von Festkörperdielektrika. Hierbei ist jedoch zwingend die Stetigkeit des elektrischen Feldes zu berücksichtigen. Insbesondere im Grenzbereich zwischen Abschnitten mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten muss auf einen stetigen Übergang

geachtet werden, um keine Fehlkkräfte aufgrund von Singularitäten an diesen Stellen zu provozieren.

Der Lösungsprozess des Halbzellenmodells ist analog zum Standardmodell. Es erfolgen erneut zwei Lösungsschritte, wobei im ersten Lösungsschritt die Vorverkrümmung berechnet wird und im Hauptlösungsschritt die eigentliche gekoppelte Simulation erfolgt. Für letzteren ist kein MFS mehr notwendig, da die Domänenkopplung wie bereits erwähnt, direkt in den Elementen implementiert ist. Die Krümmung entspricht der Verkipfung des mit den MPC-Elementen modellierten Querschnittes. Zur Ermittlung wird die laterale Verschiebung zweier Punkte am Querschnitt parallel zur Längsachse der Aktorzelle relativ zum Abstand der Punkte ausgewertet.

Es ist jedoch anzumerken, dass mit den Elementen vom Typ PLANE223 eine Korrektur der Kraftsumme (s. Abschnitt 5.3) aufgrund der abweichenden Methodik nicht mehr möglich ist. Die Simulation eines ausgedehnten Balkens bedarf bei Verwendung von Elementen einzig vom Typ PLANE223 folglich einer Prüfung, beispielsweise durch Vergleich mit dem Standardmodell.

Der Vorteil des Halbzellenmodells ist demnach die um mindestens eine Größenordnung verringerte Berechnungszeit auf einem Vergleichssystem. Dabei ist die Verkürzung insbesondere auf die verringerte Anzahl der Elemente zurückzuführen. Die Einschränkungen der Modellvariante sind in den meisten Simulationsaufgaben nicht schädlich, weshalb sie für die weiteren Berechnungen des Spannungs-Krümmungs-Zusammenhanges standardmäßig eingesetzt wird. Eine Gegenüberstellung der Modellvarianten zeigt Tabelle 5.1. Es ist anzumerken, dass beide Modellvarianten mit geringem Aufwand ineinander überführt werden können.

Tab. 5.1.: Übersicht der Randbedingungen

Vergleichskriterium	Standardmodell	Halbzellenmodell
Normierte Berechnungsdauer	1	< 0,1
umsetzbare Geometrien	beliebig	beschränkt auf symmetrische Zellgeometrien
Randeffekte	werden berücksichtigt	vernachlässigt
Weitere Anmerkungen	ermöglicht Anwendungssimulation und Kraftsummenkorrektur	ermöglicht Festkörperdielektrika

Elektrische Randfelder

Zur Ermittlung der parasitären elektrostatischen Anregung wurden die elektrischen Randfelder mit einem 2D-Modell entsprechend der Darstellung in Abbildung 3.5 simuliert. Das Modell bildet den Querschnitt des Balkens und den umgebenden Rahmen näherungsweise ab. Durch Variation der vertikalen Position des Balkens relativ zum Rahmen kann die mit dem elektrischen Feld verknüpfte Kapazität in Abhängigkeit von der Balkenposition ermittelt werden. Eine Darstellung des Modells zeigt die Abbildung

5.3. In der Berechnung wird ausschließlich die elektrische Domäne berücksichtigt. Die Begrenzung des modellierten Feldraumes gelingt mit speziellen Unendlichkeitselementen (Typ INFIN110). Wichtig ist die Vermeidung von Feldspitzen durch Unstetigkeiten mittels adäquater Rundungsradien und entsprechender Vernetzung entlang der Feldbegrenzung.

Thermomechanische Krümmung

Um die thermomechanische Anregung der Balkenaktoren der komplexen Geometrien zu simulieren, wird vereinfachend von einer homogenen Temperaturverteilung im Aktor ausgegangen. Eine solche Annahme ist gerechtfertigt, wenn für die dimensionslose *Biot-Zahl* $Bi \ll 0,1$ gilt [90]. Ist der Wärmeleitungswiderstand im Material gering gegenüber dem Wärmeübergangswiderstand zur Umgebung, was für die hier betrachteten Beispiele stets angenommen werden kann, dann ist die Forderung für die *Biot-Zahl* erfüllt.

Die Modellierung kann sowohl durch thermomechanische Domänenkopplung, als auch durch das Einbringen einer äquivalenten triaxialen Schichtspannung erfolgen. Diese Spannung σ_{th} wird hierbei unter Berücksichtigung der spezifischen thermischen Ausdehnungskoeffizienten α_ϵ und Elastizitätsmoduln E sowie Querkontraktionszahlen ν_s der jeweiligen Schichten (s. Tabelle D.1) für die uniforme Temperaturdifferenz ΔT wie folgt näherungsweise berechnet:

$$\sigma_{th} = \alpha_\epsilon \Delta T \frac{E}{1 - \nu_s} \quad (5.1)$$

Auf diese Weise ist es auch möglich den Einfluss der thermomechanischen auf die elektromechanische Anregung zu untersuchen. Als Grundlage kann jeweils sowohl das Standard- als auch das Halbzellenmodell verwendet werden. Die Berechnung und Auswertung entspricht dem Vorgehen zur Ermittlung der Vorverkrümmung (s. Abschnitt 5.2).

Ermittlung der Biegesteifigkeit

Eine wesentliche Kennzahl einer Geometrie ist deren Biegesteifigkeit, welche zur Ermittlung abgeleiteter Größen notwendig ist. Aufgrund der zum Teil erheblich von einem idealen Rechteck abweichenden Querschnitte ist eine Ermittlung mit der FEM geboten. Das Vorgehen entspricht der Modellierung einer Zweipunktbiegung mit einer am freien Ende eines Kragbalkens applizierten Last. Die Modellierung beschränkt sich auf die mechanische Domäne, da keine elektromechanische Kopplung notwendig ist und profitiert von einer verringerten Elementanzahl. Zu beachten ist, dass eine vom Aspektverhältnis aus Dicke zu Länge der Aktorzelle abhängige Mindestanzahl an Zellen zu modellieren ist, um das Kriterium für einen schlanken Balken zu erfüllen (vgl. auch Abschnitt 2.2).

Anwendungssimulation

Mithilfe des Standardmodells kann eine Anwendungssimulation durchgeführt werden. Die Anwendung wird als Federlast am frei beweglichen Ende des Aktors simuliert. Dazu wird ein Element vom Typ COMBIN14 erstellt, welches die Knoten am freien Ende des Balkenaktors entsprechend der Charakteristik einer linearen Feder in ihrer Verschiebung restringiert. Dadurch kann die sogenannte Aktorkennlinie (vgl. Anhang B.3), der Zusammenhang zwischen Kraft und Verschiebung, für eine beliebige Geometrie ermittelt werden. Die Wahl der Kopplungsknoten zwischen Aktor und Last muss einzig zu

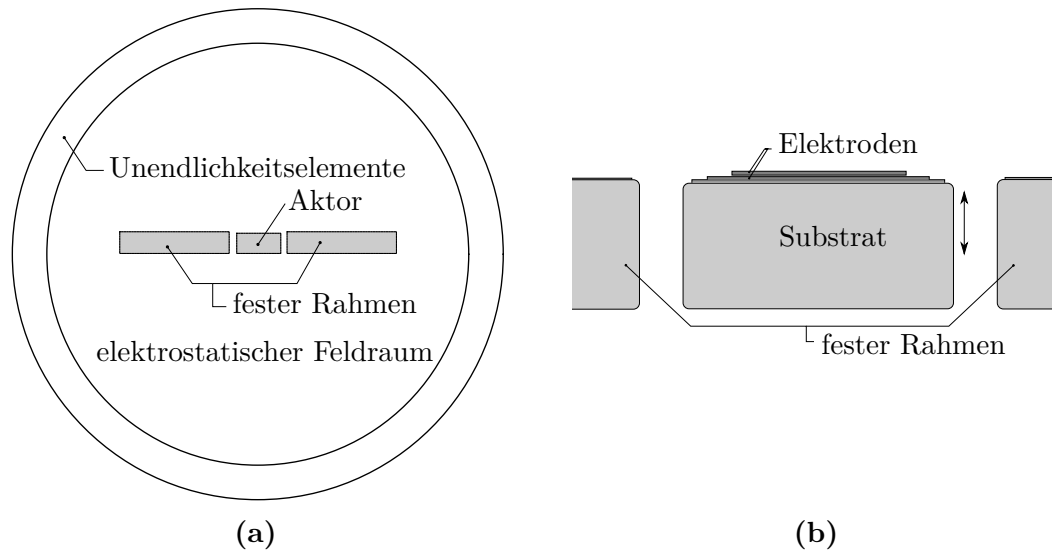


Abb. 5.3.: Darstellung zur FEM-gestützten Berechnung der Randfelder: **a:** Übersicht des Modells mit dem mittig angeordneten Aktor und zwei angrenzenden Rahmenabschnitten, wobei nur die elektrischen Domäne vernetzt und berechnet wurde; **b:** Vergrößerung im Bereich des Aktors zwischen den Rahmenabschnitten

dem Knoten auf Höhe der neutralen Faser des Aktors erfolgen, um eine Beeinflussung durch weitere Verschiebungsanteile auszuschließen. Es sei angemerkt, dass diese Anwendungssimulation auf Basis des Halbzellenmodells prinzipbedingt nicht möglich ist. Mit dieser Modellvariante auf Basis des Standardmodells können grundlegende Fragen zur Aktorkraft, -steifigkeit und -energie untersucht werden.

5.6. FEM Berechnungsergebnisse

In diesem Abschnitt erfolgt eine Darstellung von Ergebnissen, welche mithilfe der in Abschnitt 5.2 vorgestellten FEM-Modelle gefunden wurden. Die Korrelation von Charakterisierungs- und Simulationsergebnissen erfolgt zweckmäßig im Kapitel 6. Die verwendeten Materialparameter sind im Anhang D.1 tabellarisiert. Die Unsicherheit der Parameter resultiert in einer ebensolchen Unsicherheit der im Folgenden diskutierten Ergebnisse.

Die Aussagen beziehen sich in diesem Abschnitt standardmäßig auf eine praktisch realisierbare V-Geometrie der Aktorzellen, welche auch im Abschnitt 4.2 in der Darstellung zum Prozessablauf (s. Abbildung 4.2) referenziert wurde und in Abschnitt 6.5 näher beschrieben ist. Insbesondere gelten die dort beschriebenen Materialzuordnungen der einzelnen Schichten, welche vor dem Hintergrund der Eigenspannungen (s. Anhang D.1) auch für die im Folgenden vorgestellten Ergebnisse relevant sind. Die Abbildung 5.4 zeigt den Längsschnitt der untersuchten V-Geometrie als vollständige Zelle und als beschriftetes Halbzellenmodell. Für die in diesem Abschnitt dargestellten Untersuchungen wurde das Halbzellenmodell verwendet, wobei stets alle Schichten in die Berechnungen einbezogen wurden.

Gelegentlich werden die Ergebnisse im Vergleich zu anderen Geometrien diskutiert, für die jedoch stets ein vergleichbarer Längsschnitt und damit korrelierte Eigenschaften (Biegesteifigkeit) angenommen werden können.

Einige weitere Geometrien werden in einem Folgeabschnitt 5.8 anhand charakteristischer Parameter und Eigenschaften gegenüber gestellt. Eine Übersicht zu Geometrien,

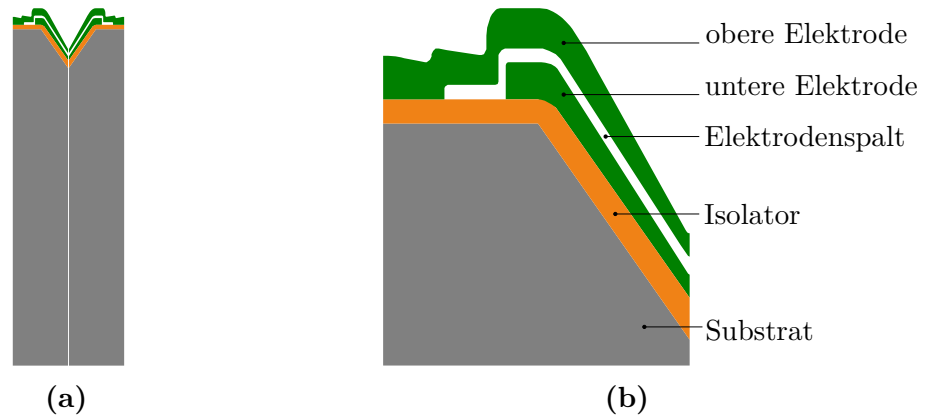


Abb. 5.4.: Darstellung der V-Geometrie im Simulationsmodell: **a:** einzelne komplette Zelle, Substratdicke $d_s = 30 \mu\text{m}$, Zelllänge $l_z = 10 \mu\text{m}$; **b:** Ausschnitt von **a** im oberflächennahen Bereich mit Beschriftung der Schichten

die auch gefertigt wurden, findet sich in Tabelle 6.3 auf Seite 115. An dieser Stelle wird daher auf eine Einführung zu den Geometrien verzichtet.

5.6.1. Elektromechanischer Zusammenhang, Belastungen

Die Auswertung der Simulationsmodelle erfolgt vor allem hinsichtlich des gesuchten Zusammenhangs zwischen elektrischer Antriebsspannung und Krümmung des Balkenaktors. Es lässt sich feststellen, dass dieser mit einer quadratischen Anpassung approximiert werden kann (s. Abbildung 5.5a):

$$\kappa \propto U^2 \quad (5.2)$$

Dies kann begründet werden, wenn von einer direkten Korrelation zwischen *Coulomb*-Kraft und Krümmung ausgegangen werden kann, wie sie im Abschnitt 3.2.1 bereits gefunden wurde. Es gilt insbesondere für moderate elektrische Antriebsspannungen $U < 45 \text{ V}$ ein näherungsweise konstanter Kapazitätsgradient $\partial C / \partial w$, sodass für die Kraft nach Gleichung (1.1) $F_{el} \propto U^2$ resultiert. In Abbildung 5.5a ist der Zusammenhang zwischen Krümmung und elektrischer Antriebsspannung im Vergleich zu einer quadratischen Anpassung gezeigt. Für moderate Spannungen ist eine gute Übereinstimmung mit relativen Abweichungen $< \pm 3,4 \%$ zwischen Näherung und den Werten der Simulation zu konstatieren. Die Abweichungen für höhere Spannungen können durch eine Verringerung des Spaltabstandes begründet werden (s. folgender Absatz). Bemerkenswert ist die hohe maximale Spannung $U \approx 104 \text{ V}$, für die das Modell noch gelöst werden kann. Eine Limitierung tritt im Modell dann auf, wenn die elektrostatischen Feldkräfte die mechanischen Rückstellkräfte entsprechend dem klassischen Pull-In-Effekt überwiegen. In dem Fall kann keine Konvergenz für die Iterationen der Lösungen zwischen den Domänen gefunden werden. Ein reales Bauteilversagen kann demgegenüber deutlich eher auftreten, beispielsweise aufgrund eines Spannungsdurchbruchs im Elektrodenspalt oder Festkörperdielektrikum.

Die Abbildung 5.5b zeigt die normierte Veränderung der Kapazität über den Elektrodenspalt in Abhängigkeit der elektrischen Antriebsspannung. Die relative Änderung gegenüber $U = 0 \text{ V}$ für $U > 0 \text{ V}$ beträgt stets weniger als die des Plattenkondensators mit linearer Gegenkraft (s. Abschnitt 1.1.1). Die bereits bei 30 % relativer Kapazitätszunahme auftretende Limitierung im Modell gegenüber 50 % im Referenzmodell des Plattenkondensators muss ebenfalls dem Pull-In zugeschrieben werden. Dies ist

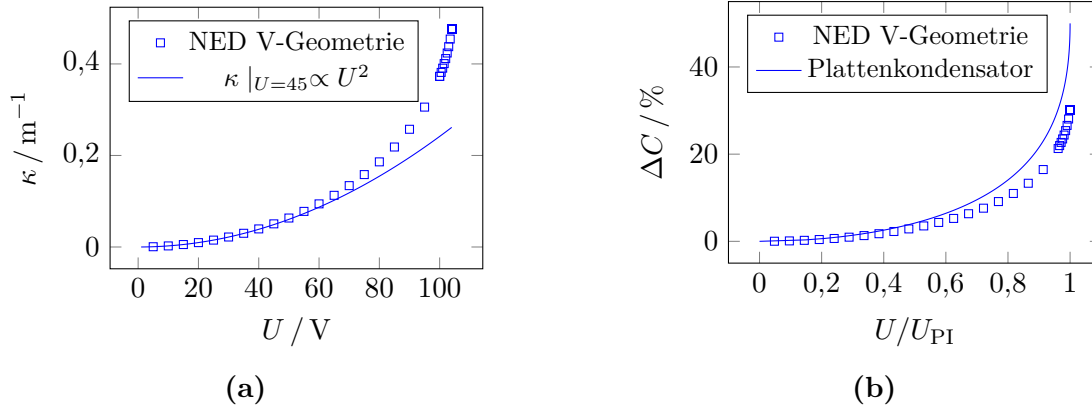


Abb. 5.5.: Zusammenhänge aus FEM-Ergebnissen für die V-Geometrie: Jeweils in Abhängigkeit der elektrischen Antriebsspannung, **a:** Krümmung der Aktorzelle entlang der Längsachse, mit Vergleich der Simulationsdaten sowie einer daraus abgeleiteten Polynomnäherung. Die Polynomnäherung ist für $0 \leq U \leq 45$ V durchgeführt und für $U > 45$ V extrapoliert ; **b:** relative Änderung der Kapazität des Elektrodenpaltes im Vergleich von NED-Aktor und Plattenkondensator

ein Hinweis auf ein degressives Verhalten der durch die obere Elektrode dargestellten mechanischen Feder. Bei der kritischen Last, hier bei $U \approx 104$ V, tritt in der Simulation der Pull-In in der Aktorzelle ein. Als Ursache wird das im Vergleich zum Plattenkondensator bezüglich der relativen Spaltverringerng eher erreichte Gleichgewicht aus Rückstellkraft und *Coulomb*-Kraft festgestellt.

Die Kapazitätserhöhung in Abhängigkeit der elektrischen Antriebsspannung impliziert auch eine Bewegung der Elektroden aufeinander zu, wobei diese Bewegung maßgeblich von der oberen Elektrode bewerkstelligt wird. Dies kann als eine Bestätigung des Modells einer Mikromechanik der Aktorbestandteile (s. Abschnitt 3.2.1) verstanden werden, wonach die Bewegung der oberen Elektrode in eine Bewegung respektive Krümmung der Aktorzelle als Ganzes transformiert wird. Es zeigt sich im Vergleich verschiedener Geometrien (s. Tabelle 5.3), dass das Verhältnis der Bewegungen ganz unterschiedlich ausfallen kann.

Für die berechnete Krümmung eines Aktors kann ein Unterschied der Ansteuerungsarten (obere, untere oder beide Elektroden entsprechend OE, UE oder OEUE; vgl. Abschnitt 6.4) ermittelt werden. Der Unterschied generiert sich aus der von der Ansteuerung abhängigen Anregung aufgrund der *Maxwell*-Spannung (vgl. Abschnitt 3.2.4). Je nach Vorzeichen der aktiven Krümmung des NED-Effekts ergibt sich eine konstruktive oder destruktive Überlagerung. Für die hier diskutierte V-Geometrie ist die Überlagerung destruktiv. Bei Ansteuerung der OE wird die Krümmung des Aktors maximal, da dann die Anregung aufgrund der *Maxwell*-Spannung minimal ist. Die Tabelle 5.2 zeigt die Simulationsergebnisse für die verschiedenen Ansteuerungen. Über ein lineares Gleichungssystem lassen sich die Anteile trennen. Im Ergebnis ist bei Ansteuerung der oberen Elektrode die Anregung aufgrund der *Maxwell*-Spannung mehr als zwei Größenordnungen geringer als der NED-Effekt.

Eine zur *Maxwell*-Spannung vergleichbare Anregung tritt auch auf, wenn die in Abschnitt 4.2 beschriebene Entfernung der Opferschicht nicht durchgeführt wird und in diesem Fall Siliziumoxid im Elektrodenpalt verbleibt. Der NED-Effekt wird nach Definition unterdrückt. Die ermittelten Krümmungen für Aktoren mit verbleibender Opferschicht weichen auch qualitativ ab, das heißt sie können ein entgegengesetztes

Tab. 5.2.: Übersicht von Simulationsergebnissen zur Maxwell-Anregung: V-Geometrie, $U = 30$ V, angegeben ist die aktive Gesamtkrümmung

Ansteuerung	Beiträge	aktive Krümmung κ / m^{-1}
OE	NED + Maxwell (OE)	$2,261 \cdot 10^{-2}$
UE	NED + Maxwell (UE)	$2,166 \cdot 10^{-2}$
OEUE	Maxwell (OE) + Maxwell (UE)	$-0,108 \cdot 10^{-2}$

Vorzeichen aufweisen. Für die hier untersuchte V-Geometrie und auch allgemeiner gilt weiter, dass die Absolutwerte um mindestens eine Größenordnung geringer ausfallen.

Mechanische Belastung

Ein weiterer Aspekt bei der Untersuchung der Limitierungen der NED-Aktoren ist die mechanische Belastung der Aktorzellen. Maximal auftretende mechanische Spannungen dürfen die Festigkeit der Materialien nicht überschreiten. Insbesondere ist für eine hohe Zuverlässigkeit der Aktoren ein plastisches Kriechverhalten nicht zulässig. Während das Dielektrikum und das Substrat zu den spröden Materialien gezählt werden, ist die metallene Elektrode den duktilen Materialien zuzuordnen. Die Belastung kann in jedem Fall durch die Höhe der Hauptnormalspannung σ_1 bewertet werden [1, 4, 61]. Wie in Abbildung 5.6a für den höher belasteten Teil der Struktur dargestellt, liegt die maximale Hauptnormalspannung für $U = 60$ V in der gesamten Struktur in der Größenordnung von $\sigma_1 < 600$ MPa. Die Werte der mechanischen Spannung sind eine Überlagerung der Belastung aufgrund der Eigenspannungen und der durch die elektrostatischen Kräfte induzierten zusätzlichen Belastung. Die größten Belastungen treten in den Randbereichen der Grenzflächen von Elektroden und Dielektrikum auf. Der Maximalwert wird an der Verbindung des Titanaluminid der oberen Elektrode zum Aluminiumoxid gefunden und deutet auf eine hohe Spannungskonzentration. Für derartige Konzentrationen ist aufgrund der FEM-Funktionsweise besondere Vorsicht bei der Auswertung geboten. Dennoch muss an dieser Stelle von einer zu berücksichtigenden Belastung des Aluminiumoxids ausgegangen werden, da dessen Bruchfestigkeit nach *Jen et al.* [114] in der Größenordnung von 400 MPa angenommen wird. Sowohl für Titanaluminid als auch für das einkristalline Siliziumsubstrat sind die Spannungswerte nicht kritisch und es muss keine Abweichung vom linear elastischen Verhalten angenommen werden.

Zusätzlich zu den zuvor betrachteten Zugspannungen treten auch Druckspannungen (negatives Vorzeichen) in der Struktur auf. Diese sind jedoch von geringerer Quantität. Zudem ist insbesondere das hoch belastete Aluminiumoxid signifikant toleranter gegenüber Druckspannungen (Belastbarkeit: 2400 MPa [114]). Ähnliche Aussagen können für das Siliziumsubstrat getroffen werden, welches jedoch ohnehin absolut und relativ deutlich geringer belastet ist. Im Falle des Titanaluminid wird der Absolutwert der Fließspannung bei Druckbelastung analog zu der bei Zugbelastung angenommen.

Wird die mechanische Belastung einzig aufgrund des NED-Effekts betrachtet, so ergeben sich erwartungsgemäß geringere Spannungswerte und eine qualitativ andere Spannungsverteilung. Im Beispiel ist bei einer elektrischen Antriebsspannung von $U = 60$ V die in der gesamten Struktur induzierte mechanische Spannung maximal 323 MPa gegenüber 74 MPa bei $U = 30$ V. Das Maximum der Hauptnormalspannung ist in

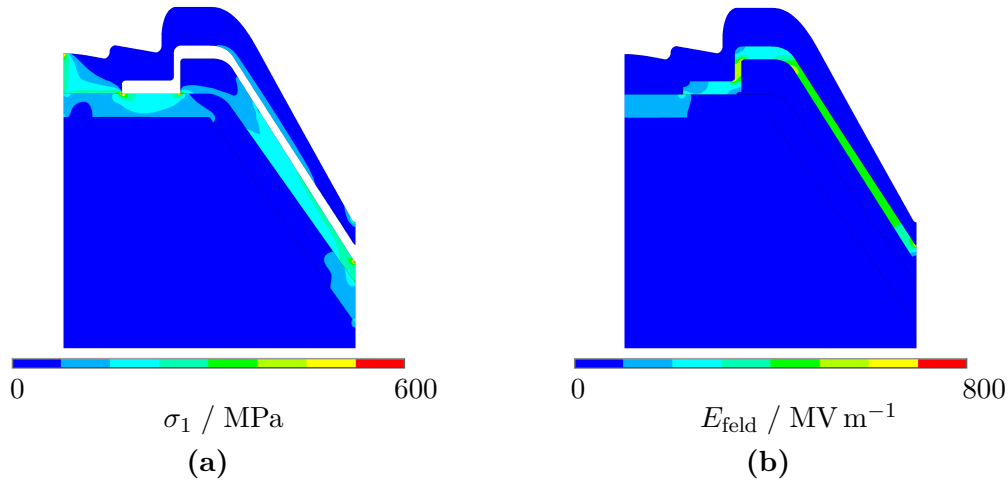


Abb. 5.6.: Konturgrafiken zur FEM-Simulation der V-Geometrie: Darstellung eines Ausschnittes der simulierten Halbzelle mit den jeweils stärker belasteten aktiven Bereich $U = 60$ V; **a:** Darstellung der Hauptnormalspannung σ_1 zur Beurteilung der mechanischen Belastung; Maximalwerte treten im Bereich des Fußpunktes der OE und in der UE im Bereich der V-Grube auf; Abweichungen vom linear elastischen Verhalten sind nicht zu erwarten; **b:** Darstellung der elektrischen Feldstärke; Maxima treten jeweils an in das Feld einspringenden Geometrien auf; Werte in der Größenordnung von 800 MV/m lassen einen Spannungsdurchbruch wahrscheinlich werden

der Schicht der oberen Elektrode im Bereich der Spitze der V-Form lokalisiert. Es ist anzumerken, dass hier überhaupt einzig die Schicht der oberen Elektrode signifikant belastet ist. Mechanische Hauptnormalspannungen in der verbleibenden Struktur (ohne OE) sind auf 14 MPa und 4 MPa bei $U = 60$ V respektive $U = 30$ V beschränkt und weisen damit auch absolut eine sehr geringe Belastung auf.

Ein strenger systematischer Zusammenhang zwischen Krümmung einer Aktorzelle und der maximalen oder minimalen mechanischen Hauptnormalspannung allein aufgrund des NED-Effektes wurde nicht beobachtet. Eine schwache Korrelation kann jedoch vermutet werden. Des Weiteren lässt sich feststellen, dass die Verteilungen der Belastung in der oberen Elektrode für verschiedene Geometrien erheblich variieren. Dies erscheint allein aufgrund der variierenden Gestalt plausibel.

Elektrische Belastung

Simulierte elektrische Feldstärken in der Größenordnung von bis zu 800 MV/m für $U = 60$ V lassen einen Spannungsdurchbruch über den Elektrodenpalt wahrscheinlich werden (s. auch Abschnitt 2.4.1). Dies ist ein dritter die Leistungsfähigkeit der Aktoren limitierender Aspekt. Die Verteilung der Feldstärke ist in Abbildung 5.6b an einem Beispiel als Konturgrafik dargestellt. Gegenüber dieser Verteilung erscheint eine weitere Erhöhung der Feldstärke in praktisch realisierten Funktionselementen aufgrund von zu erwartenden Rauheiten der Oberflächen plausibel. Es ist somit eine Begrenzung der Funktionsfähigkeit für die V-Geometrie aufgrund des elektrischen Spannungsdurchbruchs wahrscheinlich. Der Spannungsdurchbruch kann generell auch über das verwendete Dielektrikum erfolgen. Hier liegt die Feldstärke jedoch unterhalb der als kritisch zu beurteilenden Maximalfeldstärke von $E_{\text{feld}} \approx 250$ MV/m [107].

5.6.2. Einfluss der Eigenspannungen

Sowohl das Elektrodenmaterial (TiAl) als auch das Dielektrikum (Al_2O_3) weisen mit positiven Vorzeichen behaftete mechanische Eigenspannungen auf (Werte s. Tabelle D.2). Aufgrund der Asymmetrie des Schichtaufbaus resultiert daraus eine Vorverkrümmung des Aktors als Ganzes, die sich näherungsweise analytisch mit den Zusammenhängen in Abschnitt 2.3 abschätzen lässt. Des Weiteren muss auch für das Substrat (Si) eine Vorverkrümmung angenommen werden. Diese kann sowohl geometrischer Natur sein, aber auch durch die zahlreichen Bearbeitungsvorgänge hervorgerufen respektive durch einen nicht idealen Einkristall bedingt sein. Eine genauere Abschätzung für die Vorverkrümmung des Aktors wurde mithilfe des FEM-Modells durchgeführt, wodurch auch die teilweise komplexen Schichtgeometrien berücksichtigt werden können.

Wie sich zeigt, liegt der Krümmungsmittelpunkt stets auf der Seite der zugverspannten Schichten relativ zur neutralen Faser. Dies ist in qualitativer Übereinstimmung zu einer analytischen Abschätzung analog zu Abschnitt 2.3. Es kann weiterhin gefunden werden, dass sich die Anteile zur Vorverkrümmung der einzelnen Schichten in guter Näherung zur Gesamtvorverkrümmung summieren. Einen geringen Beitrag leistet dabei oft die obere Elektrode. Grund dafür ist deren diskretisierte Verbindung zum restlichen Schichtstapel, die eine zumindest teilweise Relaxation der mechanischen Eigenspannungen unabhängig von den weiteren Schichten erlaubt. Wird die Opferschicht im Spalt nicht entfernt, so wandelt sich die diskrete in eine kontinuierliche Verbindung und die Vorverkrümmung erhöht sich. Dies ist für die untersuchte V-Geometrie selbst dann der Fall, wenn die mit negativen Vorzeichen behafteten Eigenspannungen in der Opferschicht (Siliziumoxid) berücksichtigt werden. Es kann hier jedoch eine Parameter- respektive Geometrieabhängigkeit gefunden werden, sodass beispielsweise sehr dünne Elektroden und sehr dicke Opferschichten das Verhältnis der Vorverkrümmung mit und ohne herausgelöster Opferschicht umkehren können. Einen geringen geometrieabhängigen Beitrag leistet die Vorverkrümmung des Substrates.

Der Gradient der Eigenspannungen führt zu einer quantitativen Verstärkung der Verformung der oberen Elektrode, sodass eine stärkere Modulation des Elektrodenpaltes erfolgt. Die folgende Diskussion ist daher besonders für die vorliegenden Schichten mit einem vorhandenem Eigenspannungsgradienten gültig. Das qualitative Verhalten ist jedoch prinzipiell auch ohne den Gradienten zu beobachten, weshalb im Folgenden stets allgemeiner von Eigenspannungen gesprochen wird.

Die erwähnte Modulation des Elektrodenpaltes beeinflusst die aus dem elektrischen Feld resultierende Kraftwirkung auf die Elektroden (s. Gleichung (1.2)) und führt somit zu einer von den mechanischen Eigenspannungen abhängigen aktiven Krümmung des Aktors. Im Falle der V-Geometrie mit den gewählten Abmessungen beträgt die relative Änderung des NED-Effektes 6 % bei Vergleich eines Aktors mit vorverspannter gegenüber einem mit nicht vorverspannter oberer Elektrode. Konträr dazu sind Geometrien bekannt, die eine höhere aktive Krümmung als die V-Geometrie bei gleicher Antriebsspannung aufweisen, jedoch relative Abweichungen des NED-Effektes für den zuvor genannten Vergleich in der Größenordnung von ± 100 % aufweisen. Begründet werden kann der Unterschied zwischen den Geometrien durch deren verschiedene laterale Ausdehnung vor allem ebener Abschnitte der Elektroden. Veranschaulicht wird dies in Abbildung 5.7. Während für die V-Geometrie der Knick in der V-Grube stabilisierend wirkt, sind derartige Versteifungen in einer als B-Geometrie bezeichneten Gestaltung (s. Abbildung 5.7b) nicht vorhanden. Weist Letztere zudem eine deutlich

größere Zelllänge auf, so prägt sich insgesamt eine unabhängige Verformung der oberen Elektrode quantitativ deutlicher aus.

Zur detaillierteren Untersuchung der Auswirkungen wurde das standardmäßig verwendete 2D-Modell durch Extrusion in ein 3D-Modell überführt, wobei auch hier vorhandene Symmetrien genutzt wurden. Um eine adäquate Simulation der Verformungen zu ermöglichen, ist es bedeutsam auch hier den Gradienten der Eigenspannungen zu berücksichtigen. Dazu wurde das für die 2D-Modelle erstellte Skript entsprechend erweitert. Es kann nun mit 3D-Modellen gezeigt werden, dass die Vorverkrümmung entlang der Dimension senkrecht zur Ebene des Längsschnittes (vgl. Abbildung 5.7) eine signifikante Änderung zur bereits im 2D-Modell sichtbaren Vorverkrümmung der oberen Elektrode aufweist. Insbesondere ergibt sich dadurch eine weitere Modulation des Elektrodenspaltes. Auch hier lassen sich im Vergleich der Geometrien analoge Erkenntnisse wie im vorhergehenden Absatz dargestellt gewinnen, wobei die zusätzlich auftretende Verformung in Breitenrichtung ebenso eine Geometrieabhängigkeit zeigt. Das 2D-Modell muss entsprechend der Definition als ein unendlich ausgedehntes 3D-Modell verstanden werden. Eine exakte Übereinstimmung zwischen 2D und 3D Modell wird erreicht, wenn die Symmetriebedingungen (z-Richtung) im 3D-Modell beidseitig definiert werden. Andernfalls tritt stets eine Abweichung auf, die auf die endliche Ausdehnung des 3D Modells zurückzuführen ist.

Die Ergebnisse der dreidimensionalen Modelle von V- und B-Geometrie sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Die B-Geometrie zeigt im Bereich der ebenen lateralen und damit plattenähnlichen Ausdehnung eine helmförmige Verformung. Dies ist aufgrund des implementierten Spannungszustandes mit einer höheren Zugspannung in der dem Substrat zugewandten Seite plausibel. Eine derartige Verformung ist bei der V-Geometrie deutlich geringer ausgeprägt. Das Verhältnis der maximalen Auslenkungsdifferenzen am Punkt A zwischen sehr schmaler und sehr breiter Elektrode beträgt etwa 1/15 zwischen V- und B-Geometrie, wenn Absolutwerte als Vergleichsgröße herangezogen werden. Dies ist ein Hinweis auf Optimierungspotential hinsichtlich der Geometriegestaltung zur gezielten Steuerung des Einflusses der Eigenspannungen.

Die Absolutwerte der zusätzlichen Verformung können in Abhängigkeit der Breite der oberen Elektrode in der Größenordnung des geplanten Elektrodenspaltes liegen, weshalb eine Untersuchung stets erforderlich ist. Den Zusammenhang zwischen Breite b der Elektrode und der Verschiebung w an jeweils zwei Punkten der oberen Elektroden zeigen die Abbildungen 5.8c und 5.8d für die V- respektive B-Geometrie. Im Falle der B-Geometrie mit dem dargestellten Parametersatz ist die Fertigung realer Aktoren mit einer geringen Breite der oberen Elektrode ratsam um die Erwartungen aus Modellen basierend auf einer 2D Näherung erfüllen zu können. Zulässige Werte können in der Simulation ermittelt werden und breitere Aktoren werden durch mehrere nebeneinander angeordnete obere Elektroden realisiert. Dadurch lassen sich die Leistungseinschränkungen aufgrund lokal stark verminderter Elektrodenspalte und damit verbundener stark verringerter elektrischer Spannungsfestigkeit minimieren.

5.6.3. Ergebnisse zur parasitären elektrostatischen Anregung

Mithilfe des in Abschnitt 5.5 beschriebenen Simulationsmodells wird der Verlauf des Kapazitätsbelags C'_{par} zwischen Aktor und dem Rahmen des Siliziumsubstrates ermittelt. Ein solcher Verlauf ist in Abbildung 5.9 dargestellt und kann durch ein Polynom 5. Grades mit geringen Residuen approximiert werden. Die sich aufgrund der parasitären Anregung ergebende Auslenkung des freien Balkenendes liegt in der Größenordnung

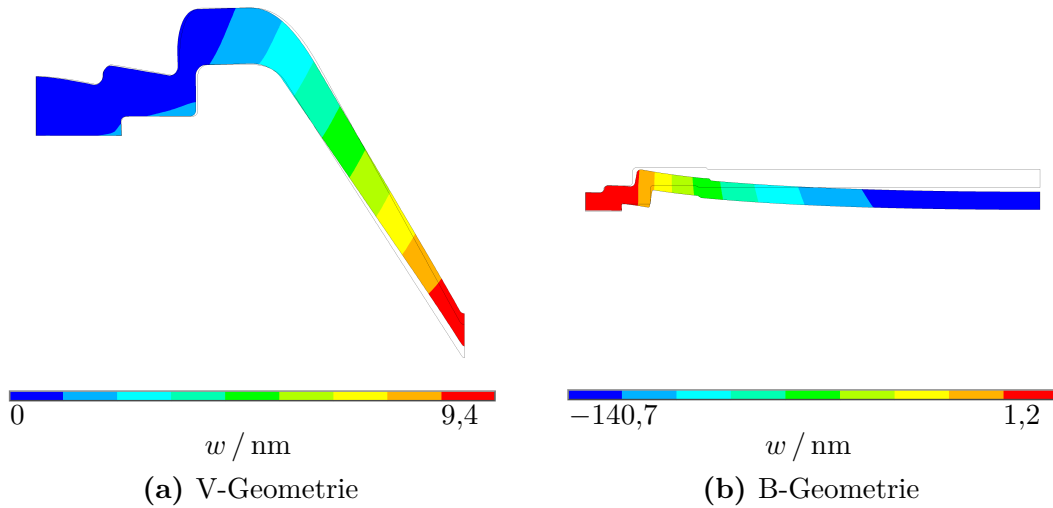


Abb. 5.7.: *Einfluss der Eigenspannungen im 2D Modell:* Die Konturgrafiken zeigen die 10-fach skalierte Verschiebung in y-Richtung, wobei einzig die obere Elektrode dargestellt ist (Rest ausgeblendet); Parametersatz: $l_b = 2 \text{ mm}$, $d_s = 30 \text{ }\mu\text{m}$, $d_a = 0,5 \text{ }\mu\text{m}$

von wenigen Nanometern für eine elektrische Antriebsspannung von $U = 30 \text{ V}$ und den in Abbildung 5.9 dargestellten Parametersatz. Im Vergleich zu den in Abschnitt 5.6.1 dargestellten Ergebnissen des primären Aktoreffektes ist die Anregung somit vernachlässigbar gering, sodass keine Maßnahmen speziell zur Verringerung ergriffen werden müssen. Die Aussage kann für alle Geometrien verallgemeinert werden, da die Geometrie selbst keinen signifikanten Einfluss auf die Randfelder hat. Es kann mithilfe des Modells auch gefunden werden, dass die Ansteuerung der unteren Elektrode den in Abbildung 5.9b gezeigten Kapazitätsgradienten verringert und somit die Wirkung der Abschirmung durch die obere Elektrode deutlich macht.

5.6.4. Thermomechanische Anregung

Die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der einzelnen Schichten des Aktors führen bei einer Temperaturänderung zu einer Krümmung. Für den betrachteten Schichtstapel, entsprechend der eingangs gegebenen Beschreibung, liegt der Krümmungsmittelpunkt bei Temperaturerhöhung stets auf Seite des Siliziumsubstrates. Dies ist durch den im Schichtstapel geringsten thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Silizium begründet.

Als thermomechanische Empfindlichkeit e_{th} wird das Verhältnis von Krümmungsänderung zu Temperaturänderung definiert. Für die V-Geometrie ergeben sich Werte im Bereich von $e_{th} = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Auch für die weiteren untersuchten Geometrien ergeben sich Werte in dieser Größenordnung. In der Praxis ist die Schwere der Auswirkungen der thermischen Empfindlichkeit maßgeblich von der avisierten Anwendung abhängig. Die in Kapitel 7 vorgestellte Anwendung eines Kippspiegeldemonstrators beispielsweise lässt keine nachteilige Beeinflussung durch diese thermomechanische Anregung erwarten, wenn diese aufgrund äußerer Umgebungsbedingungen gleichmäßig auf alle Aktoren wirkt.

Aufgrund der Analogie der thermomechanischen Anregung zu Eigenspannungen der Schichten muss auch hier von einer Modulation des Elektrodenpaltes ausgegangen werden. Im Bereich moderater Temperaturänderungen $\Delta T \approx 10 \text{ K}$ werden relative Än-

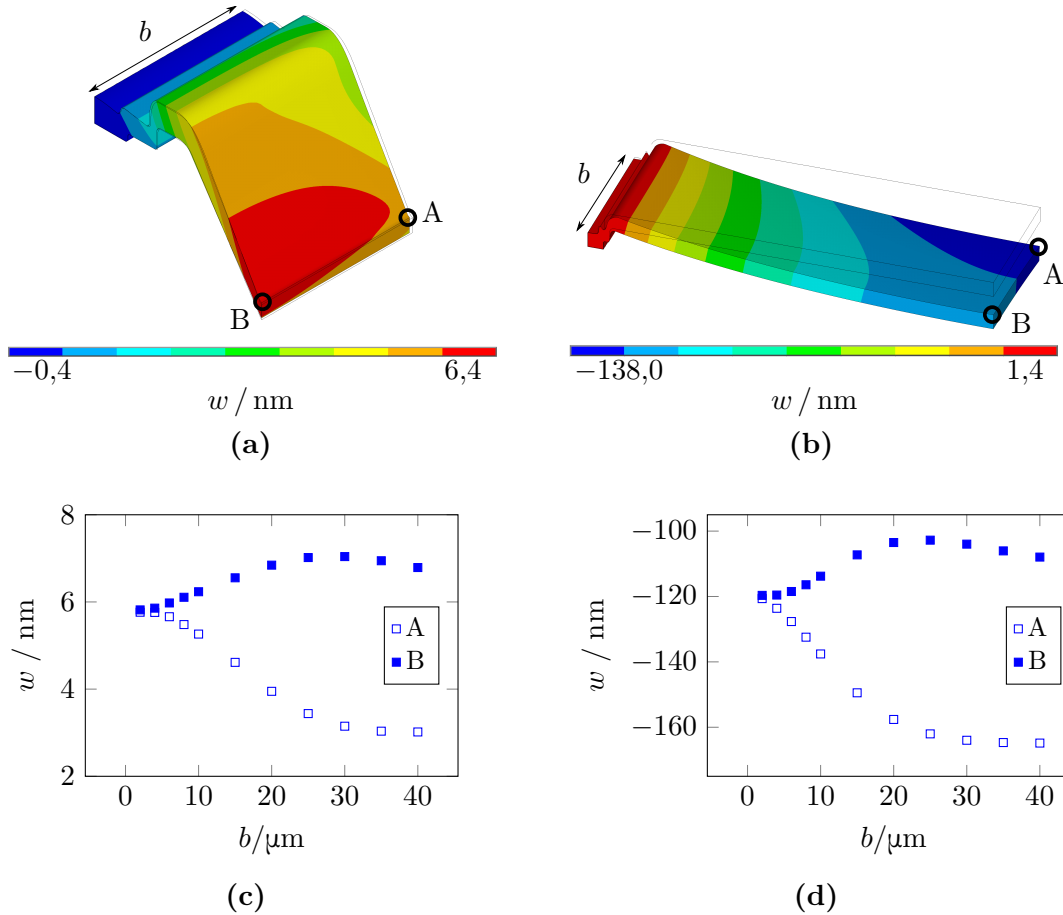


Abb. 5.8.: *Einfluss der Eigenspannungen im 3D Modell:* Die Konturgrafiken zeigen die zehnfach skalierte Verschiebung in y-Richtung, wobei einzig die obere Elektrode dargestellt ist (Rest ausgeblendet); **a:** V-Geometrie ohne signifikante Änderung zum 2D-Modell (vgl. Abbildung 5.7a); **b:** B-Geometrie, erhebliche zusätzliche Vorverkrümmung der oberen Elektrode im Vergleich zur 2D-Näherung (vgl. Abbildung 5.7b); Auslenkungen an den Punkten A (Außenseite) und B (Symmetrieebene) für **c:** V-Geometrie und **d:** B-Geometrie; Parametersatz: $b = 10 \mu\text{m}$, Eigenspannungen mit Gradient

derungen des NED-Effektes von deutlich weniger als 1 % in den FEM-Modellen ermittelt. In der Praxis kann auf Basis dieser Ergebnisse die thermomechanische Beeinflussung des NED-Effektes vernachlässigt werden.

5.6.5. Energieauswertung, Biegesteifigkeit, Spannungsabfall

Insbesondere zur Ermittlung der Effizienz (s. Abschnitt 3.3) ist die Auswertung mechanischer als auch elektrischer Energien von Interesse. Dazu besteht in ANSYS domänenunabhängig die Möglichkeit die Energien der Elemente zu tabellarisieren und aufzusummieren. Dadurch kann nach beliebiger Selektion der Elemente, beispielsweise anhand der Materialart, die Energie ausgelesen werden.

Für die Energieauswertung wird vereinfachend auf eine Berücksichtigung der Eigenspannungen verzichtet. Die ist gerechtfertigt, da der Einfluss bei der hier vorrangig betrachteten V-Geometrie auf den NED-Effekt gering war (s. oben).

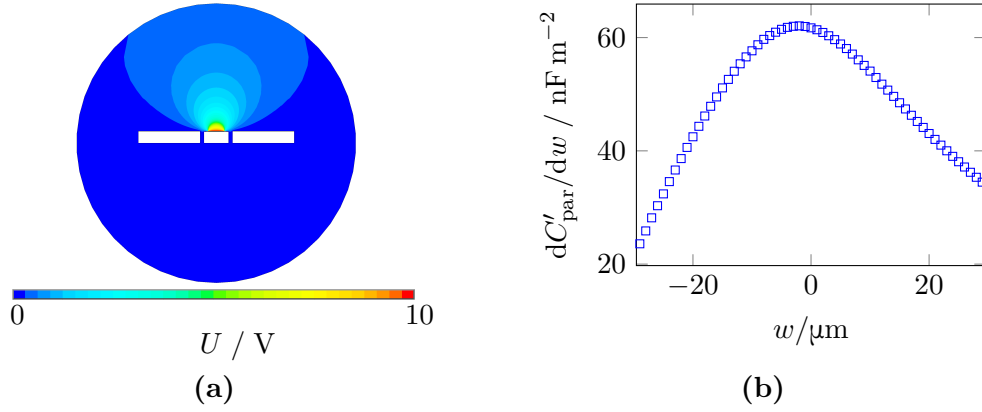


Abb. 5.9.: *Ergebnisse zur parasitären elektrostatischen Anregung: a:* Konturgrafik zur Verteilung des Potentials im Modell bei Ansteuerung der oberen Elektrode ($w = 0$); **b:** Änderung der Kapazität in Abhängigkeit von der vertikalen Aktorposition relativ zum umgebenden Rahmen; Parametersatz: $l_b = 2 \text{ mm}$, $b = 60 \mu\text{m}$, $d_s = 30 \mu\text{m}$, $d_a \approx 2 \cdot 0,5 \mu\text{m}$, $\kappa_0 = 8 \text{ m}^{-1}$

Effizienz

Für eine Auswertung hinsichtlich der Effizienz sind allgemein relative Verhältnisse der Energien von Interesse. Ausführlich beschrieben wurde dies in Abschnitt 3.3. Im Folgenden werden die Untersuchungen zu den Energien und der sich daraus ergebenden Effizienz am Beispiel der V-Geometrie diskutiert. Dabei werden die Eigenspannungen der Materialien nicht berücksichtigt.

Innerhalb der mechanischen Domäne wird deutlich, dass erhebliche Anteile der Gesamtenergie der oberen Elektrode zugeordnet werden müssen (vgl. Abschnitt 5.6.1). Dies ist auch für eine Variation der elektrischen Antriebsspannung im gesamten zulässigen Bereich ($0 < U \leq 104 \text{ V}$) gültig und wird als ein Hinweis gewertet, dass die Mechanismen des NED-Effektes sich nicht grundlegend ändern. Im Vergleich verschiedener Geometrien zeigen sich signifikante Unterschiede der Anteile bei gleichen Antriebsspannungen und Normierung auf die Zelllänge, jedoch keine qualitativen Abweichungen zu der eingangs des Absatzes gemachten Aussage.

In der elektrischen Domäne gilt, dass die Feldenergie die Summe aus ebender im Isolator und im Elektrodenspalt ist. Da sich die Felder in Abhängigkeit der Ansteuerung ändern, ergeben sich auch die Anteile der gesamten Feldenergie verschiedentlich. Es gilt jedoch typischerweise, dass der überwiegende Anteil im Isolator, aufgrund dessen hoher relativen Permittivität, lokalisiert ist.

Für die Effizienz ergeben sich nun Absolutwerte in der Größenordnung von $\eta \approx 10^{-6}$. Der Einfluss der elektrischen Antriebsspannung auf die Effizienz ist in Abbildung 5.10a beispielhaft dargestellt. Der Zusammenhang ist im Bereich $U < 45 \text{ V}$ näherungsweise quadratisch $\eta \propto U^2$. Dies kann anhand Gleichung (3.41) verstanden werden, wenn für die nutzbare mechanische Energie E_κ grundlegend $\kappa \propto U^2$ und für die elektrische Energie E_{el} grundlegend $C = \text{konst.}$ angenommen wird, sowie relativ $E_\kappa < E_m \ll E_{\text{el}}$ gilt. Diese Annahmen können anhand der Simulation bestätigt werden. Für $U \gg 45 \text{ V}$ nimmt die Effizienz mit einer höheren Potenz als zwei von U zu, was mit den dann stärker wirkenden Nichtlinearitäten der einzelnen Energien erklärt werden kann. Beispielsweise kann die elektrische Kapazität sowie der korrelierte Gradient $\partial C/\partial w$ nicht mehr als konstant angenommen werden.

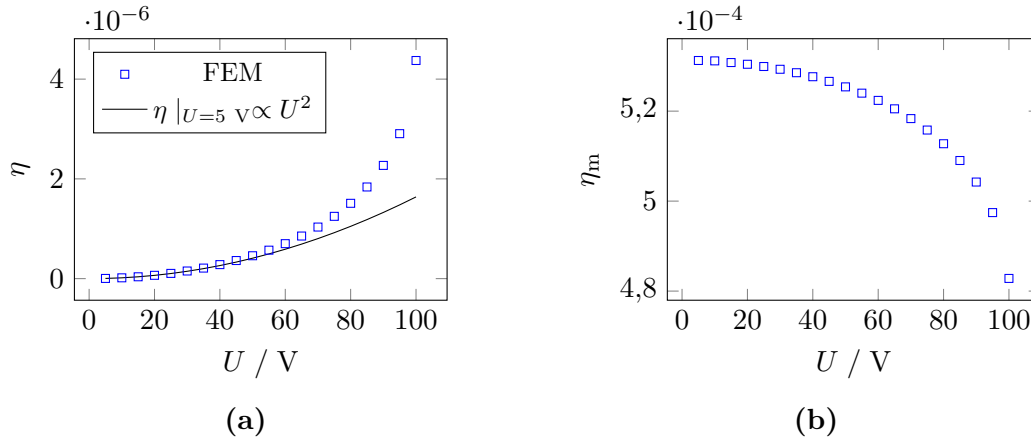


Abb. 5.10.: Zusammenhang zwischen Effizienz und Antriebsspannung: V-Geometrie (hier $\kappa_0 = 0$): **a:** Effizienz η mit FEM-Ergebnissen und nach Anpassung durch Parabel; **b:** mechanische Effizienz η_m ; Parametersatz: $l_b = 2 \text{ mm}$, $b = 60 \text{ }\mu\text{m}$, $d_s = 30 \text{ }\mu\text{m}$, $d_a = 0,5 \text{ }\mu\text{m}$, $\kappa_0 = 0 \text{ m}^{-1}$

Die mechanische Effizienz η_m spiegelt den Anteil der Nutzenergie an der gesamten mechanischen Energie wieder. Hier liegt eine Abnahme mit steigender Antriebsspannung vor. Dies bedeutet, dass die mechanische Gesamtenergie E_m überproportional relativ zur Nutzenergie ansteigt, der NED-Effekt an sich also mechanisch ineffizienter wird. Als eine Ursache kann die Änderung der Geometrie durch die Deformation genannt werden. Die im vorherigen Abschnitt konstatierte degressive Steifigkeit der oberen Elektrode als aktives Aktorelement (vgl. auch Anhang C.2) scheint in diesem Zusammenhang plausibel.

Im moderaten Spannungsbereich beträgt die Abnahme jedoch weniger als 1 % und steigert sich auf 10 % im Falle der maximal möglichen Antriebsspannung. Gegenüber einem Zweischichtaktor ist die mechanische Effizienz um etwa zwei Größenordnungen vermindert. Dies ist durch die unabhängige Deformation der oberen Elektrode begründet.

Eine maßgebliche Beeinflussung der Effizienz gelingt für einen Wert der Antriebsspannung durch eine Anpassung der Schichtdickenverhältnisse im Aktor. Am Beispiel des Zweischichtaktors wurde dies im Abschnitt 3.3 ausführlich dargelegt. Demnach ist eine Erhöhung des Verhältnisses v_d anzustreben. Für den NED-Aktor liegen technologische Limitierungen für die Erhöhung der Schichtdicken der metallischen Elektroden vor, sodass einzig eine Verringerung der Substratdicke umsetzbar ist. Für den Extremfall eines als Oberflächenaktor bezeichneten Parametersatzes lässt sich so eine Erhöhung der Effizienz um etwa vier Größenordnungen erreichen.

Effektivität

Das Verhältnis der Krümmungsenergie zur belegten Aktorfläche wurde als Effektivität definiert (s. Abschnitt 3.3), wobei allgemeingültig möglichst hohe Absolutwerte angestrebt werden. Für einen gegebenen Parametersatz verhält sich die Effektivität proportional zur Krümmung, sodass alle dazu korrelierten Zusammenhänge wirksam sind (s. Abschnitt 5.6.1). Im Vergleich der Geometrien erreichen ebensolche hohe Effektivitäten, die eine hohe aktive Krümmung und gleichzeitig eine hohe Biegesteifigkeit aufweisen.

Biegesteifigkeit

Eine wichtige Kennzahl der Aktoren ist die Biegesteifigkeit EI , die spezifisch für jede Geometrie ist. Aufgrund des stark inhomogenen Querschnitts ist eine analytische Ermittlung nicht sinnvoll und eine FEM-gestützte Auswertung geboten. Entsprechend der in Abschnitt 5.5 beschriebenen Methode wird die aus einer Zweipunktbiegung resultierende Auslenkung für die applizierte Last ausgelesen. Durch Umstellung der Gleichung (2.8) kann dann die Biegesteifigkeit berechnet werden. Völlig übereinstimmende Ergebnisse werden für die Randbedingung einer Verschiebung statt einer Kraft gefunden. Für die V-Geometrie ergibt sich bei der Einheitsbreite im 2D-Modell ein Wert in der Größenordnung von $EI = 3,1 \cdot 10^{-10} \text{ N m}^2$, abhängig von der genauen geometrischen Ausgestaltung. Im Vergleich der Geometrien mit der gleichen Dicke des Substrates d_s ($v_d \ll 1$) stellt die V-Geometrie die untere Grenze dar. Für die B-Geometrie in Tabelle 5.3 kann ein Wert von $EI = 4,1 \cdot 10^{-10} \text{ N m}^2$ bei vergleichbaren Schichtdicken der weiteren Schichten gefunden werden.

Mithilfe des beschriebenen Modells zur Anwendungssimulation konnte die im vorherigen Absatz beschriebene Biegesteifigkeit auch für verschiedene Antriebsspannungen untersucht werden. Es zeigt sich, dass sich im Rahmen der zulässigen Werte für die Antriebsspannung keine Beeinflussung der Steifigkeit aufgrund einer Aktuierung ergibt. Des Weiteren konnte mit dem Modell auch die Aktorkraft, sowie die korrelierenden Aktor- und Nutzenergien simulatorisch ausgewertet werden. Im Ergebnis zeigt sich eine vollumfängliche Bestätigung der theoretischen Untersuchungen aus Abschnitt 2.3, wonach insbesondere die Biegesteifigkeit und die Krümmung wesentliche Ausgangspunkte zur Berechnung aller Kennzahlen bilden.

Spannungsabfall

Bereits in Abschnitt 3.4 wurden Überlegungen zum Spannungsabfall entlang des Aktors vorgestellt. Diese Aussagen lassen sich mit Hilfe der FEM-Modelle überprüfen. Dazu wird lediglich die elektrische Domäne der Geometrien simuliert (Elementtyp PLANE230) und berücksichtigt so alle für den elektrischen Widerstand relevanten Details, insbesondere Einschnürungen der Schichten. Werden die Schichteigenschaften nach Tabelle D.1 berücksichtigt, so lassen sich die Aussagen aus Abschnitt 3.4 für alle Geometrien bestätigen. Für untersuchte Zellanzahlen $n < 10^3$ ist der relative Spannungsabfall von der ersten zur letzten Zelle eines Balkenaktors vernachlässigbar gering ($\ll 1 \%$).

5.6.6. Zusammenfassung

Zusammenfassend zeigt sich allgemeingültig, dass mit der FEM-Simulation weitreichende Untersuchungen der mikromechanischen Strukturen ermöglicht werden. Die Erkenntnisse sind dabei nicht auf eine Domäne beschränkt und sind insbesondere für die elektromechanische Domänenkopplung aufschlussreich.

So zeigt sich ein nichtlineares elektromechanisches Verhalten in Abhängigkeit der Antriebsspannung. Die Grenzen des zulässigen Parameterraumes können abgeschätzt werden und geben Auskunft über die maximale Leistungsfähigkeit der untersuchten Strukturen. Der Einfluss mechanischer Eigenspannungen von Materialien auf das mechanische und auf das elektromechanische Verhalten tritt besonders hervor. Die Beachtung ist für die Weiterentwicklung geboten und für das Verständnis des Verhaltens förderlich.

Allgemein ließen sich aus den Simulationsergebnissen bereits einige hier nicht explizit dargestellte Analogien zu Zweischichtaktoren ablesen. Als Beispiel sei eine für die Zielgröße der erreichbaren Krümmung im Regelfall förderliche zunehmende Dicke der aktiven oberen Elektrode zu nennen (s. dazu Abschnitt 5.7.2). Des Weiteren wird bei Betrachtung des Längsschnittes gefunden, dass für die neutrale Faser stets in guter Näherung $(d_s + d_a)/3$ gilt, was ebenfalls ein Kennzeichen von Zweischichtaktoren ist.

5.7. Optimierung

Der Prozess zur Auffindung eines optimalen Parametersatzes wird hier mit Optimierung bezeichnet. Ein optimaler Parametersatz weist für gegebene Randbedingungen (geometrisch, elektrisch, mechanisch) typischerweise genau eine maximierte Zielgröße, wie beispielsweise Krümmung, Kraft, Effektivität, Effizienz und weitere, auf. Je nach Modell ist es denkbar, dass mehrere optimale Parametersätze vorliegen, die dann auf einer Hyperfläche liegen. Zur Auswahl eines einzelnen Parametersatzes müssen dann weitere Kriterien respektive Randbedingungen definiert werden. Ein derartiges Kriterium kann sein, dass der Parametersatz möglichst tolerant gegenüber (geringen) Abweichungen der einzelnen Parameter ist, sodass das Optimum hinsichtlich der Zielgröße einzig vernachlässigbar beeinflusst wird. Solche Abweichungen können in der Praxis beispielsweise aufgrund von Prozessschwankungen auftreten. Eine Optimierung kann auch für mehrere gewichtete Zielgrößen ausgeführt werden und wird dann auch *Pareto*-Optimierung genannt [115].

Zur Durchführung einer Optimierung sind verschiedene Methoden und Strategien bekannt, um den Zeit- und Berechnungsaufwand gegenüber der Referenz einer Berechnung aller diskreten Parametersätze eines n -dimensionalen Raumes zu verringern. Verschiedene Algorithmen wurden beispielsweise von *Hansen et al.* [116] verglichen. Ein leistungsfähiger Algorithmus ist demnach die Analyse von Kovarianzmatrizen von aufeinander folgenden Generationen von Gruppen einzelner Individuen mit jeweils zufälligen¹ Parametersatz (Genom). Diese mit dem Akronym CMA-ES (engl.: covariance matrix analysis evolution strategy) bezeichnete Methodik ist mit dem Paket DEAP (engl.: distributed evolutionary algorithms in python; dt.: verteilte evolutionäre Algorithmen in [der Programmiersprache] Python) mit einer von *Hansen et al.* [117] geförderten Implementierung verfügbar. Aufgrund der Analogien zu evolutionären Methoden (Generation, Individuum, Genom) erfolgt die Zuordnung zu ebensolchen Algorithmen. Von *Gaudet* wurde diese Implementierung zur Anwendung in Verbindung mit ANSYS adaptiert. Darauf aufbauend wurden zusätzliche Steuerungs- und Prüfmöglichkeiten implementiert.

Die Optimierungen in dieser Arbeit wurden mit DEAP/CMA-ES durchgeführt. Die Auswahl begründet sich durch die Verfügbarkeit, die berichtete Leistungsfähigkeit und die mögliche Parallelisierung. Für detaillierte und grundlegende Untersuchungen des äußerst komplexen Themengebietes der Optimierung wird auf die Literatur verwiesen. Viele Überlegungen zu evolutionären Algorithmen werden in der Dissertation von *Pohlheim* [118] dargestellt.

¹Es wird ein Generator von Pseudozufallszahlen genutzt, der unter identischen Startbedingungen auf derselben Maschine die gleichen Zahlen ausgibt. Für verschiedene Individuen ist daher eine andere Maschine zu verwenden.

5.7.1. Allgemeine Methodik

Im Folgenden wird die Umsetzung der Optimierung mit DEAP/CMA-ES beschrieben. Zunächst werden zulässige Intervalle einer Anzahl n zu optimierender Parameter definiert. Die Intervalle ergeben sich beispielsweise aus technologischen Randbedingungen hinsichtlich maximaler Schichtdicken und Ähnlichem und sind vor dem Hintergrund einer schnellen Konvergenz (s. Folgeabschnitt) der Optimierung möglichst klein zu wählen. In einem ersten Verarbeitungsschritt werden aus dem n -dimensionalen Parameterraum i Individuen der ersten Generation erschaffen, wobei jedes Einzelne einen individuellen Parametersatz besitzt. Die Wahl des genauen Wertes im zulässigen Intervall eines Parameters erfolgt nach einer *gaußschen* Verteilung. Im zweiten Schritt wird die Zielgröße für jedes Individuum berechnet. Im anschließenden dritten Schritt wird durch die Analyse der Kovarianzmatrix aus Parametersätzen und berechneten Zielgrößen die *Gauß*-Verteilung der Parameter für die Folgegeneration adaptiert. Das heißt es wird der Erwartungswert und die Varianz der Verteilung adaptiert. Liegt mindestens einer der Parameter eines Individuums nicht im zulässigen Intervall, so wird der Parameter auf die nähere Intervallgrenze gesetzt und das zugehörige Ergebnis der Zielgröße mit einem Straffaktor versehen. Der Straffaktor ist notwendig um eine effiziente Optimierung zu ermöglichen. Die Berechnung einer Zielgröße für ein einzelnes Individuum ist innerhalb einer Generation unabhängig von den weiteren Individuen, wodurch sich eine hervorragende Möglichkeit zur Parallelisierung ergibt. Eine solche Parallelisierung ist von großer Bedeutung, da die typische Anzahl insgesamt durchgeführter Berechnungen in der Größenordnung $3 \cdot 10^3 \dots 3 \cdot 10^5$ liegt. Die skizzierte Schrittfolge wird für m Generationen wiederholt. Bemerkenswert ist, dass bezüglich mehrerer Zielgrößen mit unterschiedlicher Gewichtung optimiert werden kann. Hinsichtlich des Vergleichskriteriums Geschwindigkeit ist CMA-ES einem genetischen Algorithmus basierend auf Rekombination und Mutation der Genome von Individuen vorzuziehen [117].

Mit der beschriebenen Methode können lokale Optima gefunden werden. Verschiedene Durchläufe einer Optimierung erzeugen unterschiedliche Individuen, jedoch sehr ähnliche Parametersätze in Konvergenz der Optimierung (s. Prüfung der Optimierungsergebnisse). Mit steigender Anzahl zu optimierender Parameter ist es zweckmäßig die Anzahl der Individuen je Generation proportional zu erhöhen [117]. Dadurch steigt entsprechend der Berechnungsaufwand.

Prüfung der Optimierungsergebnisse

Die Ergebnisse einer Optimierung sind zu prüfen, um die Erkenntnisse mit Sicherheit verwerten zu können. Die Prüfungen sind notwendig bezüglich der Konvergenz der Zielgröße eines Modells (vgl. Abschnitt 5.4) und der Zielgröße der Optimierung, sowie bezüglich der Nutzung des Parameterraumes. Letztere Prüfung klärt, ob innerhalb des gegebenen Parameterraumes tatsächlich ein lokales Optimum gefunden wurde.

Ein wichtiges Kriterium zur Beurteilung der Ergebnisse ist eine Untersuchung zur Konvergenz bezüglich der Zielgröße in der Optimierung. Dazu wird das Ergebnis der Zielgröße des besten Individuums einer Generation über die Anzahl der seriell berechneten Generationen dargestellt und bewertet. Die Konvergenz in der Optimierung sei erreicht, wenn der Gradient entsprechend der Zielgrößenänderung pro Generation als Mittelwert der fünf letzten Generationen einen festgelegten Grenzwert unterschreitet. Konkret bedeutet dies, dass für die Individuen von Folgegenerationen keine signifikante

weitere Verbesserung der Zielgröße zu erwarten ist. Für den Grenzwert des Gradients wurde in dieser Arbeit 1 % der Zielgröße des besten bekannten Individuums als zulässige Änderung für Folgegenerationen angenommen. Eine beispielhafte Darstellung zur Konvergenzuntersuchung in der Optimierung (zugehörig zu Abschnitt 5.7.2) zeigt Abbildung 5.11a. Unstetigkeiten im Konvergenzverlauf deuten auf weitere lokale Optima. Die bereits zuvor angesprochene Konvergenz, als Funktion der Vernetzung mit finiten Elementen (s. Abschnitt 5.4), der Zielgröße eines Parametersatzes wurde jeweils für eine Auswahl an Parametersätzen der ersten und letzten Generation einer Population durchgeführt. Eine stets vorliegende Konvergenz dieser Stichproben wurde in Folge auch für alle anderen Individuen der Population angenommen, sodass insgesamt eine vernachlässigbare Modulation der Ergebnisse angenommen werden kann.

Es ist sinnvoll die Parametersätze von optimierten Individuen, also solche deren Zielgröße weniger als 10 % von der des besten Individuums abweicht, hinsichtlich der Nähe aller Parameter zu den zugehörigen zuvor definierten Intervallgrenzen zu prüfen. Liege mindestens ein Parameter weniger als 10 % von einer der definierten Intervallgrenze entfernt, so soll ein erneuter Optimierungsdurchlauf mit angepassten Intervallen in Erwägung gezogen werden. Abbildung 5.11b zeigt ein Beispiel, in welchem für die Parameter *par1* und *par2* das Intervall $[0; 10]$ gilt und höhere Zielgrößenwerte für $par2 > 10$ erwartet werden können.

5.7.2. Beschreibung und Ergebnisse: freie Geometrie

Die Ausführungen in Abschnitt 3.2.3 zur Skalierung des primären Mechanismus gaben bereits Hinweise auf die Entwicklungsrichtung mit der zu maximierenden Zielgröße *Krümmung*. Als Krümmung wird hier, wenn nichts anderes im Kontext beschrieben ist, die aktive, durch den NED-Effekt bewirkte Krümmung bezeichnet. Mithilfe der FEM können nun komplexere und detailliertere Optimierungen durchgeführt werden.

Zur Ermittlung von prinzipiellen Entwicklungsrichtungen wurde eine freie Geometrie nach Abbildung 5.12 entworfen, welches es erlaubt die Randbedingungen auf drei konstante Parameter zu reduzieren, namentlich Antriebsspannung, Zelllänge und minimale Substratdicke. Die Geometrie wird durch eine variierbare Anzahl an Stützstellen definiert, die selbst eine Gruppe von jeweils drei Parametern zur Definition der Dicke der unteren und oberen Elektrode sowie des Spaltabstandes darstellen. Je nach Anzahl der Stützstellen können sich so verschiedene Geometrien innerhalb eines vorgegebenen Parameterraumes entfalten. Als Zielgröße bei der Optimierung wurde auch hier die Krümmung einer Aktorzelle gewählt und zwar mit möglichst negativer Krümmung.

Ergebnisse

Im Ergebnis der Optimierungsdurchläufe mit zwei bis sieben Stützstellen steht stets eine zur Λ -Geometrie ähnliche Gestalt. Demnach ist die Λ -Geometrie eine geeignete Geometrie, um hohe Krümmungen zu erreichen. Ein mittlerer Winkel der oberen Elektrode wird im Folgenden als äquivalenter Winkel φ_{aeq} definiert und ist in den Abbildungen 5.12 schematisch eingezeichnet. Dieser äquivalente Winkel weist für die leistungsfähigsten Individuen einer Population Werte im Bereich von $\varphi_{\text{aeq}} \approx 3^\circ$ auf und ist aufgrund der gewählten Parametergrenzen auf das Intervall $(-17,2^\circ; 17,2^\circ)$ beschränkt. Entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 3.2.1 lassen sich anhand des äquivalenten Winkels die Auslenkungsrichtung und -quantität korrelieren. Dies ist eine fundamentale Erkenntnis zum Verständnis des elektromechanischen Verhaltens auch komplexerer Geometrien im

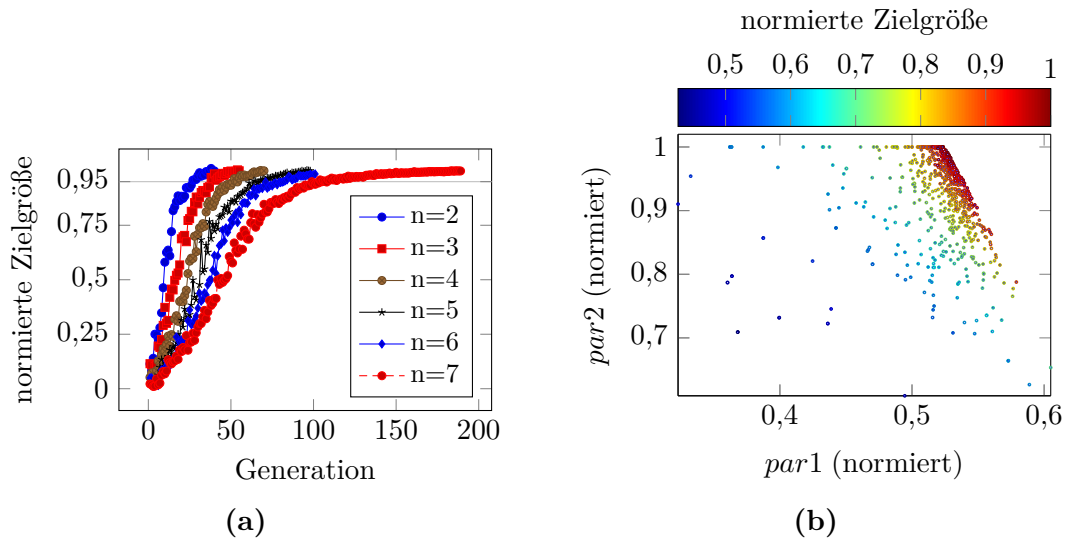


Abb. 5.11.: *Darstellungen zur Ergebnisprüfung in der Optimierung:* **a:** Konvergenzuntersuchung: Dargestellt ist jeweils die normierte Zielgröße des leistungsfähigsten Individuums einer Generation. Mit steigender Parameteranzahl ($3 \cdot n - 1$) wird die Konvergenz bei späteren Generationen erreicht (jeweils $30 \cdot n$ Individuen pro Generation); **b:** Prüfung der Parameter bezüglich Intervallgrenzen, im Beispiel ist der Parameter $par2$ an seiner Intervallgrenze angelangt, für eine verschobene obere Intervallgrenze sind leistungstärkere Individuen denkbar

folgenden Abschnitt. Auffällig ist zudem der jeweils subjektiv konforme und minimierte Elektrodenpalt.

Ab einer Anzahl an Stützstellen größer fünf ergibt sich eine deutlich sichtbare Verdickung der oberen Elektrode auf etwa halber freier Länge ($l_z/2$, vgl. Abbildung 3.2), die mit einem Sprung in der maximalen absoluten Krümmung einer optimierten Struktur korreliert. Die Verdickung ist in der in Abbildung 5.12b für ein vergleichbares Modell mit sieben Stützstellen dargestellt. Die lokal begrenzte Verdickung der oberen Elektrode ist ein Hinweis auf die kontraproduktive Wirkung der Durchbiegung selbiger (s. Abschnitt 3.2.1). Der durch die Verdickung generierte relative Vorteil gemessen an aktiver Krümmung kann anhand des Vergleiches eines Modells mit und ohne sichtbarer Verdickung demnach auf etwa 13 % beziffert werden.

Die jeweils ermittelten Parametersätze mit dem größten Zielgrößenwert einer Population werden als lokale Optima verstanden. Insbesondere bezüglich eines lokalen Pull-In der oberen Elektrode ermittelt die Optimierung eine gerade noch lösbare Geometrie. Es ist plausibel, dass die Parametersätze intolerant gegenüber einer Erhöhung der Antriebsspannung sind, da jede weitere Erhöhung der *Coulomb*-Kraft einen Pull-In bewirkt.

Werden die Berechnungen mit der Zielstellung einer möglichst positiven Krümmung wiederholt, so ergibt sich als optimaler Parametersatz in gleicher Weise eine V-Geometrie mit nun negativen äquivalenten Winkel der oberen Elektrode. Eine signifikante Krümmungszunahme von 10 % wurde für die Erhöhung der Anzahl an Stützstellen von zwei auf drei beobachtet. Dabei wird als Ursache der sich ausbildende Hebel im Bereich des Abstandshalters identifiziert (vgl. Parameter d'_s in Abbildung 3.2). Eine Verdickung wie zuvor ist jedoch erst bei fünf Stützstellen zu erahnen und hat zudem keine signifikante Zunahme (2 %) der maximalen Krümmung gegenüber der Geometrie mit drei

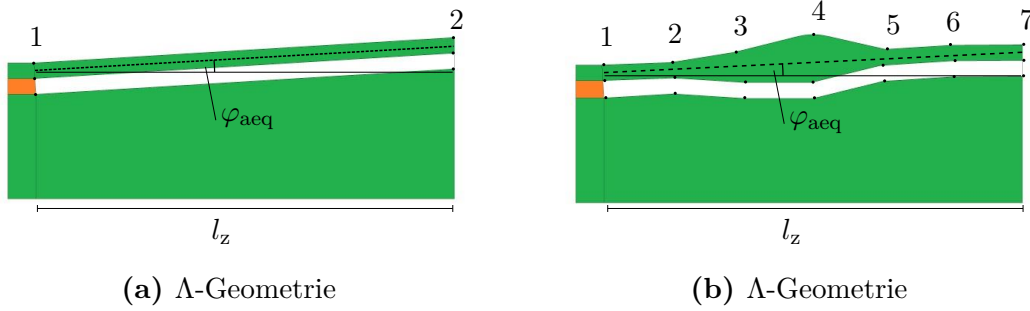


Abb. 5.12.: Optimierungsergebnisse zur freien Geometrie: phänomenologische Darstellung: Darstellung der Geometrie des jeweils leistungstärksten Individuums mit der maximalen negativen Krümmung als Zielgröße; **a:** zwei Stützstellen; **b:** sieben Stützstellen; die unterbrochene Linie schließt mit der horizontalen den äquivalenten Winkel φ_{aeq} einer reinen Λ -Geometrie ein; Randbedingungen: $l_z = 8 \mu\text{m}$, $U = 60 \text{ V}$

Stützstellen zur Folge. Eine mögliche Erklärung ist die abweichende Wechselwirkung der in Abschnitt 3.2.1 diskutierten Überlagerung von Dehnkräften bei positiven und bei negativen Winkel. Für Letztere ist sie konstruktiv, sodass sich keine signifikante Verbesserung durch eine Verdickung ergibt.

Bemerkenswert ist der um 18 % höher liegende Absolutwert der positiven Krümmung gegenüber der negativen Krümmung bei gleichen Optimierungsrandbedingungen und einer Anzahl von fünf Stützstellen. Ein Anteil von $\approx 6 \%$ der Krümmungszunahme kann hier durch die verringerte Biegesteifigkeit nach Gleichung 2.27 erklärt werden. Die verbleibende Differenz erscheint aufgrund der Untersuchungen in Abschnitt 3.2.1 sowohl qualitativ als auch näherungsweise quantitativ plausibel.

5.7.3. Beschreibung und Ergebnisse: fertigbare Geometrie

Im Gegensatz zu dem im vorherigen Abschnitt 5.7.2 vorgestellten Modell soll nun ein solches optimiert werden, dass zahlreiche weitere Randbedingungen berücksichtigt. Diese werden derart gewählt, dass am Ende der Optimierung eine Geometrie steht, die sich mithilfe der in Abschnitt 4.2 vorgestellten Technologie fertigen lässt. Dies betrifft allem voran die maximal möglichen Höhendifferenzen in der Topografie und weiterhin Schichtdicken und Materialien.

Aufgrund des verwendeten anisotropen Siliziumätzprozesses sind Geometriebestandteile im Längsschnitt mit einem Anstieg von $\approx 54,7^\circ$ möglich. Über die Materialien sind zudem Eigenspannungen definiert, die neben der Vorverkrümmung auch eine Modulation des Spaltabstandes bewirken, wie sie bereits in Abschnitt 5.6.2 aufgezeigt wurde. Für die elektrische Antriebsspannung wurde ein Wert von $U = 60 \text{ V}$ gewählt, der zweckmäßig vor Sicherheitsgesichtspunkten erscheint. Der Elektrodenspalt beträgt $d_{\text{el}} = 200 \text{ nm}$ entsprechend einer konservativen Maßgabe mit einer technologischen Begründung nach Abschnitt 4.3. Das Siliziumsubstrat (SOI) besitzt im Ausgangszustand eine homogene Dicke von $d_s = 30 \mu\text{m}$ und die obere Elektrode eine ebensolche von $d_a = 500 \text{ nm}$. Auch für die letztgenannten zwei Parameter gelten technologische Randbedingungen als Maßgabe. Die Dicke des Dielektrikums Al_2O_3 sei auf 400 nm festgelegt.

Das Modell wird hinsichtlich dreier Optimierungsparameter variiert. Eine geringe Anzahl zu optimierender Parameter wirkt sich, wie zuvor erwähnt, positiv auf eine schnelle Konvergenz des Optimierungsdurchlaufes aus. Zwei Parameter beschreiben die

Abschnittslängen l_1 und l_2 vor und nach einer Ätzstufe mit dem bereits angegebenen Winkel. Die zulässigen Werte der Längen sind durch das Intervall $[0,5 \mu\text{m}; 15,0 \mu\text{m}]$ empirisch festgelegt. Der dritte Parameter beschreibt die Höhendifferenz d_h der Ätzstufe mit einem zulässigen Intervall $[-5,0 \mu\text{m}; 5,0 \mu\text{m}]$ aufgrund technologischer Gesichtspunkte. Es sei angemerkt, dass in der Fertigung stets der Betrag der Höhendifferenz als Grube in das SOI geätzt wird, da für das einkristalline Silizium lediglich abtragende Prozesse definiert sind. Das unterschiedliche Vorzeichen von d_h wird innerhalb des Längsschnittes der Geometrie als wechselnde Referenzhöhe des Fußpunktes der oberen Elektrode sichtbar. Eine anschauliche Darstellung der Parameter in zwei möglichen Geometrien ist in Abbildung 5.13 gezeigt.

Ergebnisse

Im Ergebnis eines konvergierten Optimierungsdurchlaufes liegt für beide Vorzeichen der Zielgröße Krümmung jeweils ein optimaler Parametersatz vor. Für eine möglichst positive Krümmung wird eine Struktur nach Abbildung 5.13a und für eine möglichst negative Krümmung eine ebensolche nach Abbildung 5.13b vom Optimierer angestrebt. Es zeigt sich hier erneut, dass die mittlere Neigung der oberen Elektrode jeweils einem kleinen äquivalenten Winkel entspricht, für die in Abschnitt 3.2.1 stets besonders hohe Krümmungen einer Λ -Geometrie berechnet wurden (vgl. dort Abbildung 3.3). Deutlich wird der äquivalente Winkel auch in einer Darstellung der Optimierungsparameter entsprechend Abbildung 5.14a. Es zeigt sich dort, dass die Summe der Abschnittslängen $l_1 + l_2$ und die Höhendifferenz d_h korrelieren. Je größer die Summe ist, desto größer ist auch die Höhendifferenz, sodass sich Geometrien mit einem konstanten äquivalenten Winkel und näherungsweise gleichen maximalen aktiven Krümmungen ergeben. Eine derartige Korrelation lässt sich für die auf positive aktive Krümmungen optimierte Struktur ebenfalls ermitteln. In beiden Optimierungen sind zudem die Abschnittslängen untereinander korreliert, sodass deren Summe und damit die aktive Zelllänge näherungsweise konstant sind. Dies ist in Abbildung 5.14b beispielhaft dargestellt und ein Hinweis darauf, dass ein bestimmter Wert der aktiven Zelllänge Bedingung für eine hohe Krümmung ist. Folgerichtig kann erkannt werden, dass eine Verringerung des Wertes zu einer geringeren Krümmung führt und vice versa. Dies ist kongruent zu den Erwartungen aus den Modellen von Abschnitt 3.2.1 und bestätigt erneut deren prinzipiell richtige Abbildung der Mechanismen des NED-Effektes.

Bemerkenswert ist der sich unterscheidende Absolutwert der maximal gefundenen Krümmung in Abhängigkeit des Vorzeichens. Für die Struktur mit positiven Krümmungen beträgt dieser etwa 60 % der Struktur mit negativen Krümmungen. Als Ursache wird hier die mit einem Wert von 65 % korrelierende, längenbezogene *Coulomb*-Kraft gefunden, wobei der Anteil senkrecht zur Längsachse des Aktors betrachtet wird. Mithin ist die Struktur in Abbildung 5.13a gegenüber der anderen in Abbildung 5.13b eher fähig eine konforme Spaltänderung zu bewerkstelligen. Damit erhöht sich die zur Verfügung stehende Kraft für die Krümmung, wobei $\kappa \propto F_{el}$ angenommen werden kann.

Entsprechend der Natur des Optimierungsdurchganges ist den sich ergebenden Parametersätzen eine Fragilität inhärent. Diese äußert sich beispielsweise durch eine Intoleranz gegenüber einer Erhöhung der elektrischen Antriebsspannung oder einer Verringerung der Dicke der oberen Elektrode. Beide Änderungen führen unmittelbar zu einem Kollabieren des Elektrodenspaltes (Pull-In) und sind die Limitierung dieser Modelle. Auch allgemeiner konnte stets eine komplexe Wechselwirkung der Geometrieparameter beobachtet werden, wonach bereits geringe Änderungen der geometrischen Gestalt der oberen Elektrode das elektromechanische Verhalten erheblich beeinflussen können.

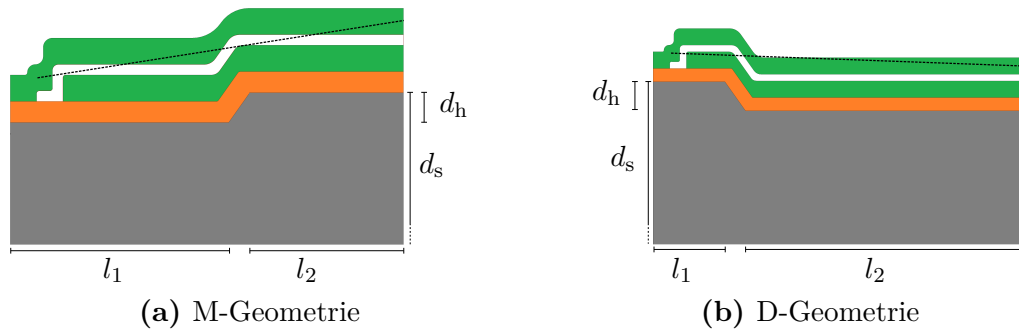


Abb. 5.13.: Optimierungsergebnisse zur fertigmachen Geometrie: phänomenologische Darstellung; Es ist lediglich der oberflächennahe Bereich einer halben Aktorzelle dargestellt; optimierter Parametersatz für **a**: negative Krümmungen, $l_1 = 2,6 \mu\text{m}$, $l_2 = 3,0 \mu\text{m}$, $d_h = 0,5 \mu\text{m}$, $\varphi_{\text{aeq}} \approx 8^\circ$; **b**: positive Krümmungen, $l_1 = 1,2 \mu\text{m}$, $l_2 = 8,2 \mu\text{m}$, $d_h = -0,9 \mu\text{m}$, $\varphi_{\text{aeq}} \approx -4^\circ$;

Die Auswahl des zu fertigenden Parametersatzes ergibt sich gemäß der folgenden Diskussion. Wird für die elektrische Antriebsspannung $U \leq 60 \text{ V}$ festgelegt, so ist es für eine maximierte Zielgröße sinnvoll den besten Parametersatz anzustreben und bei gegebenenfalls auftretenden Prozessschwankungen die Antriebsspannung entsprechend zu verringern, um ein Kollabieren der oberen Elektrode zu vermeiden. Sind auch Spannungen $U > 60 \text{ V}$ zulässig, so stellt dies eine geänderte Randbedingung dar und der Optimierungsdurchlauf ist zu wiederholen um eine maximierte Zielgröße gewährleisten zu können.

Folgende weiteren Erkenntnisse können in der Optimierung der fertigmachen Geometrie gewonnen und hier zusammengefasst wiedergegeben werden:

- Die maximale absolute Krümmung ist näherungsweise unabhängig von den berücksichtigten Eigenspannungen in den Materialien. Insbesondere wird kein höherer Absolutwert für eine Struktur ohne Eigenspannungen gefunden. Dies ist bemerkenswert vor dem Hintergrund der zum Teil erheblichen Spaltmodulation aufgrund der Eigenspannungen. Analoges gilt für eine geringe Änderung der passiven Struktur, beispielsweise eine Dickenänderung der unteren Elektrode auf 100 nm statt 500 nm .
- Eine dickere obere Elektrode respektive eine zunehmend angepasstes Schichtdickenverhältnis $v_d \rightarrow 1$ erlaubt größere Absolutwerte der maximalen Krümmung. Bei Dickenvariation der oberen Elektrode zeigt sich ein asymptotischer Verlauf sowohl für sehr dünne als auch sehr dicke Elektroden, wobei die maximale Krümmung gegen Null respektive gegen einen Wert von $\kappa \approx 2,2 \text{ m}^{-1}$ strebt.
- Die Variation der Substratdicke bewirkt eine Variation der maximalen Krümmung näherungsweise entsprechend dem Zusammenhang $\kappa \propto d_s^{-2}$ (s. Gleichung (2.27)). In dem untersuchten Fall der um mehr als zwei Größenordnungen geänderten Biegesteifigkeit ist einzig eine im Vergleich geringe relative Änderung $< 8 \%$ der optimierten Parameter feststellbar. Dies ist eine bemerkenswerte Erkenntnis, wonach die Geometrie nicht stark in Abhängigkeit der Last, hier repräsentiert durch die Biegesteifigkeit des Aktors selbst, variiert.

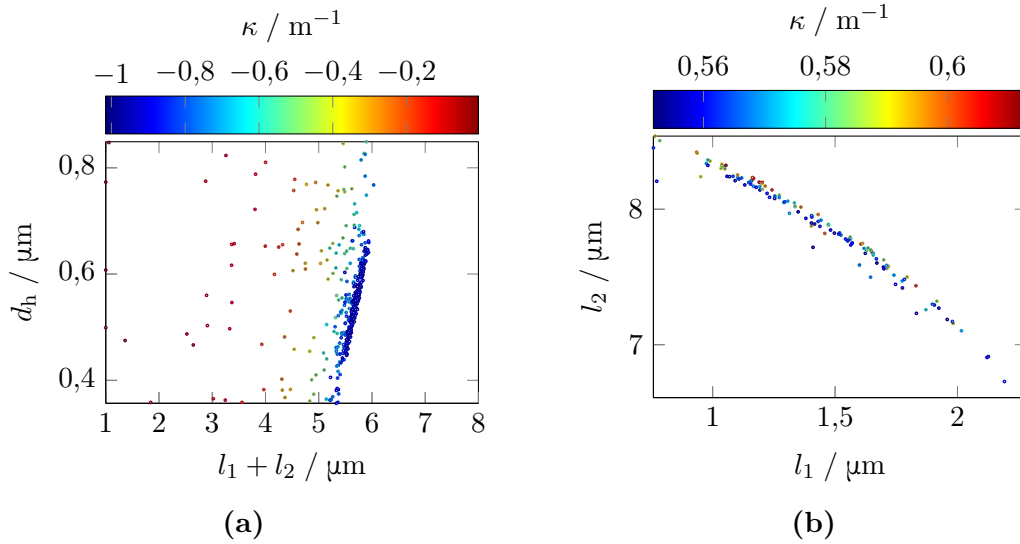


Abb. 5.14.: Optimierungsergebnisse zur fertigbaren Geometrie: Parameterdarstellung; Darstellung einiger Individuen eines Optimierungsdurchlaufes; **a:** Die Summe der Abschnittslängen $l_1 + l_2$ und die Höhendifferenz der Ätzstufe korrelieren, sodass sich für einen Wert der Krümmung stets ein konstanter äquivalenter Geometrie-winkel ergibt; **b:** Darstellung zur Korrelation zwischen den Abschnittslängen

- Wesentliche Geometrieänderungen ergeben sich bei Änderung der vorgegebenen elektrischen Antriebsspannung. Hier zeigt sich tendenziell eine Abnahme der Zelllänge mit zunehmender Spannung. Die maximale Krümmung steigt in erster Näherung linear mit zunehmender zulässiger Antriebsspannung $10 \text{ V} \leq U \leq 95 \text{ V}$ mit einem Anstieg von etwa $0,017 \text{ m}^{-1} \text{ V}^{-1}$ an. Demnach kann die durch die Zunahme der *Coulomb*-Kraft erwartete quadratische Proportionalität nicht beobachtet werden. Dies scheint aufgrund der zunehmenden angenommenen parasitären Durchbiegung der oberen Elektrode plausibel.
- Eine Optimierung hinsichtlich maximaler auf die Länge normierter Effektivität als Produkt von Biegesteifigkeit und dem Quadrat der NED-Krümmung zeigt keine signifikanten Unterschiede zu einer Optimierung hinsichtlich einzig maximaler Krümmung. Ist die Substratdicke $8 \text{ μm} \leq d_s \leq 60 \text{ μm}$ ein zu optimierender Parameter, so tendiert die Optimierung zum dünnsten Substrat. Dies ist begründbar durch die Proportionalitäten $EI \propto d_s^3$ und $\kappa \propto d_s^{-2}$, sodass insgesamt näherungsweise $\gamma_A \propto d_s^{-1}$ gilt.
- Unter gleichen Bedingungen sind Strukturen mit Feststoffdielektrikum, also gemäß Definition ohne neuartigen Aktoreffekt, stets mit Teiler 100 verringerter Krümmung optimiert. Zusätzlich sind keine Korrelationen der drei optimierten Parameter offensichtlich. Daraus kann geschlussfolgert werden, dass einzig der NED-Effekt maßgeblich von der Elektrodengeometrie beeinflusst wird, und dass dies ein Alleinstellungsmerkmal gegenüber allen bei der Anregung des Balkenaktors beteiligten parasitären Mechanismen ist.

5.8. Weitere untersuchte Aktorgeometrien

Eine Auswahl mithilfe der FEM untersuchter Geometrien zeigt die Tabelle 5.3. Der


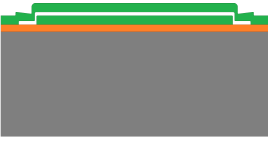





Überblick dient der Veranschaulichung des Einflusses der Geometrie auf den neuartigen Aktoreffekt. Als Vergleichsparameter sind neben der Krümmung bei einer elektrischen Vergleichsspannung auch die Effektivität nach Gleichung (3.43), die Effizienz nach Gleichung (3.41) und die Biegesteifigkeit aufgeführt. Alle in der Tabelle dargestellten optimierten Geometrien wurden auf eine Antriebsspannung von $U = 60$ V optimiert. Jede Erhöhung führt zu einer mechanischen Instabilität analog zu den Ausführungen in 5.6.1. Eine Begrenzung durch einen Spannungsdurchbruch im Luftspalt (s. Abschnitt 2.4) oder Dielektrikum wird im Modell nicht sichtbar, kann jedoch wie dargestellt vernachlässigt werden (s. auch Abschnitt 6.5.5).

Neben der grundlegenden Λ -Geometrie respektive V-Geometrie sowie der bereits dargestellten B-Geometrie, finden sich auch die optimierte M-Geometrie und die optimierte D-Geometrie in der Tabelle. Zusätzlich wird eine O-Geometrie aufgeführt, die auch als Dom-Geometrie bezeichnet wird. Bei dieser hat die obere Elektrode den Verlauf eines Kreisbogens. Grundlegend ist das Ziel, eine in Abschnitt 5.7.2 als aussichtsreich ermittelte lokale Verdickung durch die Kreisform nachzuahmen. Dadurch soll eine parasitäre Verformung der oberen Elektrode vermieden und in Folge eine höhere maximale Krümmung erreicht werden. Während die maximale Krümmung keine signifikante Verbesserung zeigt, kann die Effizienz um etwa Faktor zwei weiter gesteigert werden.

Qualitativ verhalten sich sowohl die mechanische Effizienz als auch die Effektivität völlig analog zur Effizienz im Vergleich zwischen den Geometrien. Die Effektivität erreicht maximal Beträge im Bereich einige Hundert Mikrojoule pro Quadratmeter für Geometrien theoretischer Natur und einige Zehn Mikrojoule für optimierte und fertigmachbare Geometrien. Vergleichswerte für die Effizienz finden sich im Abschnitt 3.3.

Zusammenfassend wird erneut deutlich, dass die Geometrie der Elektroden einen erheblichen Einfluss auf die Leistungsfähigkeit der Aktoren hat, wenn die Krümmung, die Effizienz oder auch die Effektivität als Bewertungsmaßstab herangezogen werden. Dies ist eine fundamentale Eigenschaft der neuartigen Aktorklasse, die sie insbesondere von Zweischichtaktoren mit ebenen Elektroden unterscheidet.

Tab. 5.3.: *Weitere mithilfe der FEM untersuchter Geometrien:* Vergleichsparameter sind Effektivität γ_A , Effizienz η und Krümmung κ ; sofern nichts anderes angegeben, gilt $U = 60$ V; $d_{el} = 200$ nm, $d_a = 500$ nm (OE und UE), $b = 1$ μ m, $d_s = 1$ μ m; zur Verbesserung der Übersichtlichkeit sind bei einigen Bildern die Substratanteile nicht vollständig dargestellt.

Bezeichnung / Bild	Vergleichsparameter	Anmerkungen
V-Geometrie 	$\gamma_A = 3,1 \cdot 10^{-7} \text{ J m}^{-2}$ $\eta = 7,0 \cdot 10^{-7}$ $\kappa = 0,10 \text{ m}^{-1}$ $EI = 3,1 \cdot 10^{-10} \text{ Nm}^2$	nicht optimiert, $U \leq 104$ V
B-Geometrie 	$\gamma_A = 5,3 \cdot 10^{-6} \text{ J m}^{-2}$ $\eta = 2,9 \cdot 10^{-5}$ $\kappa = 0,37 \text{ m}^{-1}$ $EI = 4,1 \cdot 10^{-10} \text{ Nm}^2$	nicht optimiert, $U \leq 42$ V
Φ -Geometrie 	$\gamma_A = 4,0 \cdot 10^{-5} \text{ J m}^{-2}$ $\eta = 1,2 \cdot 10^{-4}$ $\kappa = -1,01 \text{ m}^{-1}$ $EI = 4,1 \cdot 10^{-10} \text{ Nm}^2$	optimiert
D-Geometrie 	$\gamma_A = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ J m}^{-2}$ $\eta = 6,9 \cdot 10^{-5}$ $\kappa = 0,61 \text{ m}^{-1}$ $EI = 4,0 \cdot 10^{-10} \text{ Nm}^2$	optimiert
O-Geometrie 	$\gamma_A = 3,9 \cdot 10^{-5} \text{ J m}^{-2}$ $\eta = 1,3 \cdot 10^{-4}$ $\kappa = -1,00 \text{ m}^{-1}$ $EI = 4,2 \cdot 10^{-10} \text{ Nm}^2$	optimiert, SiO_x für Domformung
Λ -Geometrie 	$\gamma_A = 5,1 \cdot 10^{-4} \text{ J m}^{-2}$ $\eta = 2,7 \cdot 10^{-3}$ $\kappa = -189 \text{ m}^{-1}$ $EI = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ Nm}^2$	optimiert, $d_s = 2$ μ m
V-Geometrie 	$\gamma_A = 6,8 \cdot 10^{-4} \text{ J m}^{-2}$ $\eta = 4,0 \cdot 10^{-3}$ $\kappa = 222 \text{ m}^{-1}$ $EI = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ Nm}^2$	optimiert, $d_s = 2$ μ m

5.9. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Möglichkeiten zur numerischen Simulation des mechanischen Verhaltens der neuartigen Aktoren aufgezeigt. Eine Problematik wurde identifiziert und deren Lösung entwickelt. Zahlreiche Modelle und Modellvarianten wurden entworfen und ausgewertet. Es wird deutlich, dass die Simulation unabdingbar ist für den Entwurfsprozess der neuartigen Aktorklasse und Vorhersagen zum mechanischen und insbesondere elektromechanischen Verhalten verschiedener Aktorengeometrien ermöglicht. Zahlreiche Erkenntnisse, beispielsweise zu parasitären Anregungen, zu mechanischen und elektrischen Limitierungen und insbesondere zur aktiven Krümmung basierend auf dem neuartigen Aktoreffekt, konnten gewonnen werden.

Mit der auf ANSYS angepassten DEAP/CMA-ES Methode steht ein leistungsfähiges, hier vielfältig angewandtes und erprobtes Werkzeug für Optimierungen von Aktorgeometrien zur Verfügung. Ein wesentlicher Vorteil ist die Möglichkeit der Parallelisierung, sodass in Verbindung mit dem Halbzellenmodell Optimierungsdurchläufe effizient hinsichtlich des Zeitaufwandes berechnet werden können. Die mit dieser Methode durchgeführten Optimierungen erbrachten zahlreiche Erkenntnisse. Allen voran den Nachweis der stets gültigen Näherung der Geometrien durch eine äquivalente Λ -Geometrie. Im Weiteren konnte insbesondere die enorme Geometrieabhängigkeit des neuartigen Aktoreffektes umfangreich nachgewiesen werden. Dabei wurde auch deutlich, dass zahlreiche und komplexe Wechselwirkungen der Geometrieparameter die Verwendung der numerischen Simulation erfordern, um tatsächlich lokale Optima der Parametersätze zu finden.

Mit dem speziell auf die Randbedingungen der Herstellung im Reinraum angepassten Modell wurden Parametersätze für eine Geometrie gefunden, die eine Fertigung im Reinraum mit der vorhandenen Technologie (s. Abschnitt 4.2) erlauben. In diesem Zusammenhang ist hervorzuheben, dass eine genaue Kenntnis der geometrischen, elektrischen und mechanischen Randbedingungen essentiell für einen realisierbaren Parametersatz ist. Gegenüber der als Referenz gewählten Struktur konnte die maximale Krümmung um mehr als eine Größenordnung gesteigert werden. Eine weitere Steigerung ist bei technologischen Erweiterung, wie beispielsweise einer Anhebung der zulässigen Dicke der oberen Elektrode, in Aussicht gestellt.

6. Charakterisierung gefertigter Aktoren zur Validierung der Modelle

In diesem Kapitel erfolgt die Auswertung zur Charakterisierung der gefertigten neuartigen Aktoren. Im Vordergrund steht der Nachweis des neuartigen Aktuationsprinzips und entsprechend die Abgrenzung von parasitären Effekten.

Für die mechanische Charakterisierung wurde hauptsächlich die digitale holografische Mikroskopie verwendet, zu der Abschnitt 6.1 eine kurze Einführung gibt. Außerdem wurden verschiedene weitere optische Verfahren wie Rasterelektronenmikroskopie (REM), Lichtmikroskopie und Pyrometrie eingesetzt. Im Zuge der elektrischen Charakterisierung wurden Energiequellen mit integrierter Messeinheit (engl.: source measure unit, SMU) verwendet.

Die Auswertung in diesem Kapitel bezieht sich im Regelfall auf ausgesuchte fehlerfreie Bauelemente. Davon abgewichen wurde einzig zu Vergleichszwecken bei der Ermittlung parasitärer Effekte. Ein fehlerfreies Bauelement weist weder optisch feststellbare Anomalien, wie beispielsweise Ätzfehler, noch erhöhte Stromwerte in der elektrischen Charakterisierung (s. Abschnitt 6.5.6) auf.

Ein Beispiel eines untersuchten typischen Bauelements mit einer Gruppe von vier einzelnen Aktoren zeigt die Abbildung 6.1. Die Aktoren besitzen alle eine V-Geometrie

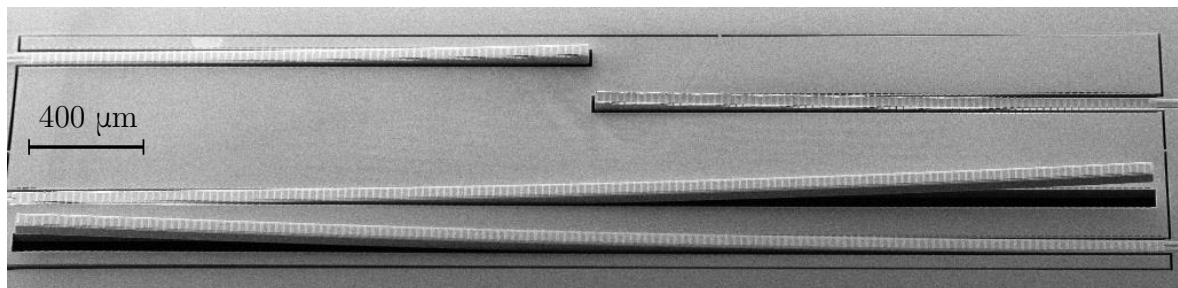


Abb. 6.1.: *Beispiel untersuchter Strukturen:* Schrägansicht einer Gruppe von vier Balkenaktoren im Rasterelektronenmikroskop; deutlich erkennbar sind die Vorverkrümmung und die periodische Struktur; Maße der Balkenaktoren: Länge 2 mm (oben) oder 4 mm (unten), Substratdicke 30 µm, Breite eines Aktors 60 µm

und sind als Kragbalken ausgeführt. Sie unterscheiden sich jedoch in Ausführungsdetails wie beispielsweise der Zelllänge ($l_z \in \{7;8;9;10\}$ µm) und auch in der Gesamtlänge ($l_b \in \{2;4\}$ mm). Deutlich erkennbar ist die Vorverkrümmung der Aktoren, welche aufgrund der mechanischen Eigenspannungen des Schichtstapels hervorgerufen wird. Des Weiteren ist die periodische Struktur der Elektroden aufgrund der seriellen Anordnung der einzelnen gleichartigen Aktorzellen erkennbar. Nicht gezeigt sind die elektrischen Kontaktierungen der einzelnen Aktoren, die sich als flächige Anschlussflächen (engl.: bond pads) jeweils in Nähe zu den Einspannungen der Aktoren befinden.

Zunächst wird das für die mechanische Charakterisierung hauptsächlich verwendete Messverfahren und -gerät kurz vorgestellt. Im Anschluss folgen die Ergebnisse der mechanischen und elektrischen Charakterisierung.

6.1. Digitales holografisches Mikroskop

Das Prinzip der digitalen Holografie beruht auf der Auswertung sowohl von Intensität als auch Phase interferierenden Laserlichtes. Die Oberfläche der zu untersuchenden Probe wird mit kohärentem Licht beleuchtet, dessen Reflektion mittels einer digitalen Kamera und einem Mikroskopstrahlengang aufgenommen wird. Aus den aufgezeichneten Daten zu Intensität und Phase lässt sich das Messobjekt dreidimensional rekonstruieren. Auf diese Weise kann das digitale holografische Mikroskop (DHM) eine vertikale Auflösung $a_{\text{vert}} < 1 \text{ nm}$ unabhängig von der verwendeten Mikroskopvergrößerung erreichen. Die laterale Auflösung ist analog der Begrenzung durch das optische System und wie bei klassischen Lichtmikroskopen anzunehmen. Ein großer Vorteil der digitalen Holografie ist die ganzheitliche Aufnahme des Messobjektes zu jedem Zeitpunkt und die Möglichkeit der Speicherung dieser Information zur späteren Weiterverarbeitung. Es handelt sich also *nicht* um ein rasterndes Verfahren.

Die Frequenz der nachzuvollziehenden Bewegungen ist zunächst durch die Eigenschaft der digitalen Kamera, das heißt deren Bildwiederholrate, begrenzt. Für die Charakterisierung aktiver Bauelemente ist dem DHM eine programmierbare Spannungsversorgungseinheit zugehörig. Mithilfe dieser können durch eine vom DHM durchgeführte geeignete Ansteuerung im sogenannten *Stroboskop-Modus* aktive Bewegungen bis zu einer vom Hersteller angegebenen Frequenz von 25 MHz charakterisiert werden [119]. Weitere Informationen zu Leistung und Eigenschaften des verwendeten Geräts finden sich beispielsweise in der Arbeit von Epperlein [120].

Es sei erwähnt, dass einzelne Messungen mithilfe der Laser-Doppler-Vibrometrie und der Weißlichtinterferometrie mit übereinstimmenden Resultaten zu denen vom DHM durchgeführt wurden.

6.2. Überblick, Präparation und Messaufbau

Ein wichtiger Aspekt des Vergleichs der in diesem Kapitel vorgestellten Messergebnisse mit Simulationsergebnissen ist die Beachtung des inhomogenen Längsschnittes über die Breite realer Aktoren. Es muss zwingend das Verhältnis von aktiver zu gesamter Breite der Balkenaktoren betrachtet werden, um die Ergebnisse der 2D-Modelle aus der Simulation adäquat validieren zu können. Die Abbildung 6.2 zeigt eine Draufsicht real gefertigter Balkenaktoren, wobei die aktive respektive passive Balkenbreite in Abbildung 6.2b hervorgehoben sind.

Alle in diesem Kapitel vorgestellten Messergebnisse wurden in Räumen mit einer Einstufung als Grauraum ermittelt. Damit handelte es sich um partikelreduzierte Umgebungen, wie sie für viele MEMS im Prototypenstatus nicht unüblich sind. Eine gesonderte Untersuchung des Einflusses von Partikeln auf die Charakterisierungsergebnisse der Aktoren wurde nicht durchgeführt.

Für die Charakterisierung waren die Bauelemente (s. Abbildung 6.1) mit je vier Aktoren mittels eines Klebers (EPO-TEK E4110) in eine keramische Fassung (engl.: dual-inline, DIL) eingeklebt. Über Drahtbrücken wurden die Kontaktflächen der einzelnen Elektroden eines jeden Aktors mit den elektrischen Durchführungen des DIL-Gehäuses verbunden. Mit Silberleitlack wurde eine elektrische Kontaktierung der hochdotierten Siliziumschichten über den angesteuerten und leitfähigen Boden des DIL-Gehäuses hergestellt. Eine am Fraunhofer IPMS entwickelte Schaltmatrix erlaubte dann die individuelle Adressierung der einzelnen Kontaktfüße des DIL-Gehäuses nach dem Einsetzen in den zugehörigen Nullkraftsockel (s. Abb. 6.3a). Der Messaufbau zur Ermittlung des

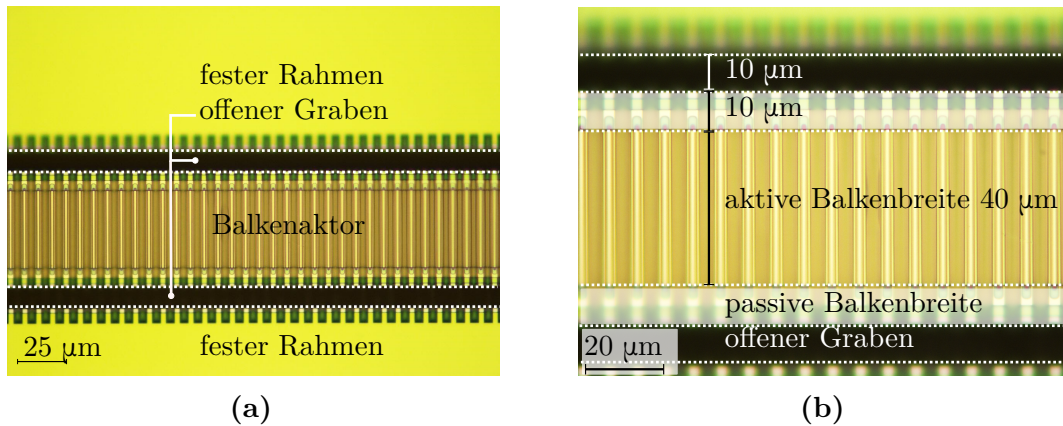


Abb. 6.2.: *Mikroskopbild in Draufsicht eines Aktors:* Deutlich sichtbar ist der 60 µm breite Balkenaktor mit der periodischen Strukturierung der Aktorzellen. Aufgrund der Fokussierung auf den vorausgelenkten Balkenaktor, ist der feste Rahmen, im Bild am oberen und unteren Rand, unscharf dargestellt. Eingezeichnet sind jeweils die aktive und inaktive Balkenbreite; **a:** 50-fache Vergrößerung; **b:** Detailansicht 100-fache Vergrößerung mit typischen Abmessungen

mechanischen und elektromechanischen Verhaltens ist in Abbildung 6.3b dargestellt. Die Aktoren im DIL-Gehäuse sind im Nullkraftsockel eingesetzt und auf dem temperaturgeregelten, zweiachsig verfahrbaren und schwingungsgedämpften Tisch des DHM fixiert. Über den Objektrevolver des DHM wird der grobe laterale Messbereich eingestellt, eine Feineinstellung erfolgt durch das zugehörige Messprogramm. Zur Charakterisierung des aktiven Verhaltens wird die Schaltmatrix über einen Spannungsverstärker einzig mit der Spannungsversorgungseinheit vom DHM verbunden und optional durch eine SMU (Agilent B2912A [121] / Keithley 236 [122]) ergänzt. Die elektrischen Messungen wurden durch die Verbindung einer SMU mit der Schaltmatrix und den daran gekoppelten Nullkraftsockel durchgeführt. Die Unsicherheiten der Keithley SMU sind im stets verwendeten Modus als Spannungsquelle mit $\pm(0,033 \% + 24 \text{ mV})$ für die Spannung und $\pm(0,04 \% + 60 \text{ pA})$ für den Strom angegeben [122]. Für die Agilent SMU sind die Unsicherheiten im selben Modus mit $\pm(0,015 \% + 50 \text{ mV})$ für die Spannung und $\pm(0,025 \% + 500 \text{ pA})$ für den Strom angegeben [121].

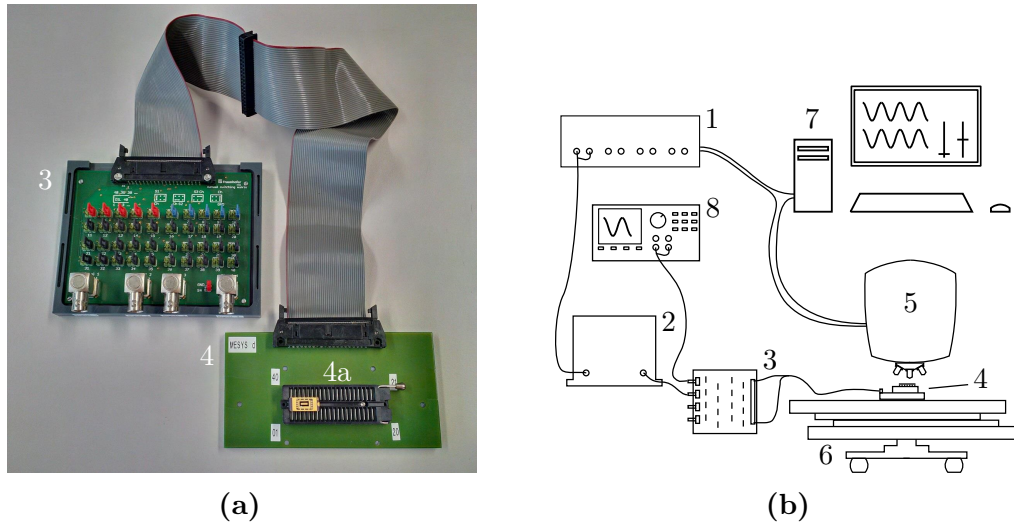


Abb. 6.3.: *Prinzipieller Messaufbau bei der Charakterisierung: a: Schaltmatrix mit im Nullkraftsockel fixierten DIL-Gehäuse, in dem mindestens ein Bauelement mit den Aktoren eingeklebt ist; b: schematischer Messaufbau bei der Charakterisierung des mechanischen und elektromechanischen Verhaltens; 1: Spannungsversorgung, 2: Spannungsverstärker, 3: Schaltmatrix, 4: Nullkraftsockel mit DIL-Gehäuse und Aktoren (4a), 5: DHM-Messkopf, 6: schwingungsgedämpfter Verfahrtschisch, 7: Messrechner*

6.3. Varianten

Zum Nachweis des neuartigen Aktorprinzips ist es notwendig, parasitäre Einflüsse abzugrenzen (vergleiche Abschnitt 3.2.4). Zu diesem Zweck wurden verschiedene Varianten eines Bauelements bestehend aus Balkenaktor und umgebenden Siliziumstrukturen gefertigt, die im Folgenden beschrieben werden. Als Standardvariante wird ein Aktor mit vollständig freigeätztem Elektrodenspalt und mit einem lateralen Abstand von $d_{\text{TR}} = 10 \mu\text{m}$ zum umgebenden Rahmen bezeichnet. Dazu abweichend wurde eine Variante *ofR* mit stark vergrößertem Abstand $d_{\text{TR}} > 80 \mu\text{m}$ des umgebenden Rahmens zum Balkenaktor gefertigt. Die Abbildungen 6.4a und 6.4b zeigen Ausschnitte von Mikroskopaufnahmen jeweils der Varianten *mfR* und *ofR*. Eine weitere Variante, *oNED*, wird durch Aktoren gebildet, bei denen die Opferschicht zwischen den Elektroden nicht entfernt wurde (vergleiche Abbildungen 6.4c und 6.4d, schematisch in Abbildung 3.5). Einen Überblick der durch Kombination der dargestellten Merkmale entstandenen Varianten zeigt die Tabelle 6.1.

Tab. 6.1.: *Übersicht der Aktorvarianten in der Charakterisierung*

Typ	Beschreibung
mNED, mfR	Standardtyp, Elektrodenspalt vollständig freigeätzt, $d_{\text{TR}} = 10 \mu\text{m}$
mNED, ofR	Elektrodenspalt vollständig freigeätzt, $d_{\text{TR}} > 80 \mu\text{m}$
oNED, mfR	Elektrodenspalt nicht freigeätzt, $d_{\text{TR}} = 10 \mu\text{m}$
oNED, ofR	Elektrodenspalt nicht freigeätzt, $d_{\text{TR}} > 80 \mu\text{m}$

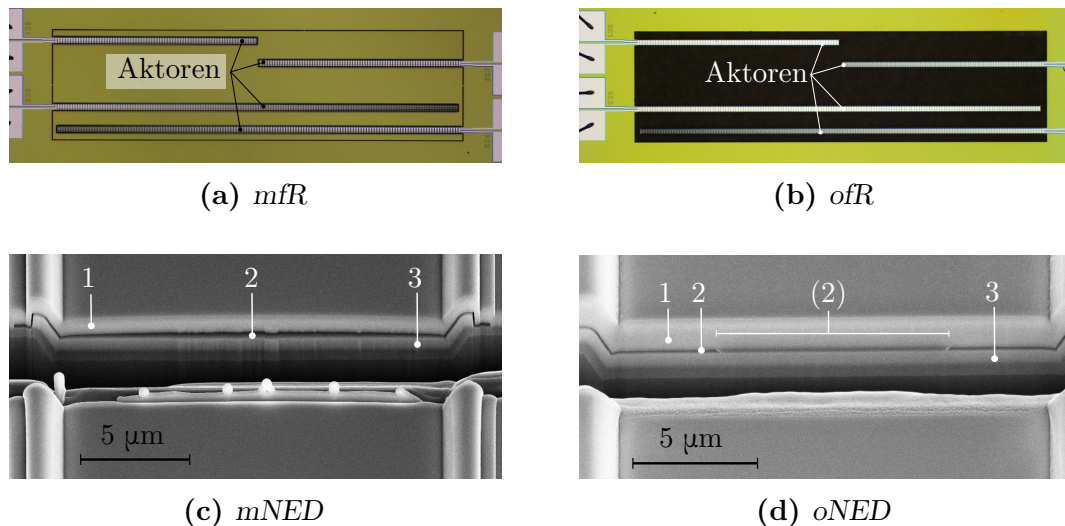


Abb. 6.4.: Übersicht zu den Varianten eines Bauelements: Mikroskopbild in Draufsicht (a und b) respektive REM Schrägansicht nach fokussiertem Ionenstrahlschnitt (c und d); a: Variante mfR mit nah angrenzenden Siliziumstrukturen b: Variante ofR mit nahezu frei stehenden Balkenaktoren; REM-Aufnahmen: 1: obere Elektrode, 2: Elektrodenspalt, (2): Elektrodenspalt mit verbliebener Opferschicht, 3: untere Elektrode, c: einzelne Aktorzelle im Längsschnitt mit vollständig entfernter Opferschicht, d: gleich wie in c aber mit Resten der Opferschicht (2) im Elektrodenspalt

6.4. Ansteuerungsarten

Entsprechend der Abbildung 3.5 existieren bedingt durch die Fertigung drei unabhängig voneinander ansteuerbare Elektroden. Daraus ergeben sich ebenfalls drei Arten der Ansteuerung des Balkenaktors, die in diesem Absatz kurz dargestellt werden. Als Standard wird die Ansteuerung *OE* der oberen Elektrode nach Abbildung 6.5a definiert. Dabei

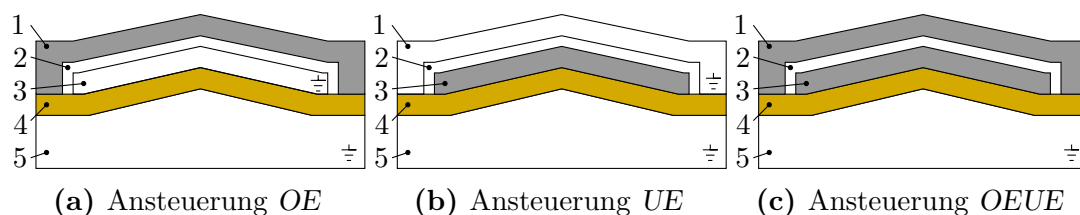


Abb. 6.5.: Übersicht der Ansteuerungsarten eines gefertigten Balkenaktors: Die Schattierung der Flächen steht für jeweils ein Potential; 1: obere Elektrode, 2: Elektrodenspalt, 3: untere Elektrode, 4: Isolationsschicht, 5: Substrat

befinden sich die untere Elektrode und das Substrat auf dem gleichen und von der oberen Elektrode verschiedenem elektrischen Potential. Analoges gilt bei der Ansteuerung *UE* der unteren Elektrode nach Abbildung 6.5b. Als dritte Ansteuerungsart, *OEUE*, wird die Belegung von unterer und oberer Elektrode mit gemeinsamem Potential nach Abbildung 6.5c definiert, sodass kein elektrisches Feld im Elektrodenspalt generiert wird.

6.5. Ergebnisse eines Balkenaktors mit V-Geometrie

Die Ergebnisse in diesem Abschnitt beziehen sich auf einen Aktor mit einer V-förmigen Zellgeometrie, wie sie im Längsschnitt sichtbar wird. Abbildung 6.6 zeigt eine REM-Aufnahme nach fokussiertem Ionenstrahlschnitt zweier benachbarter Aktorzellen in Nähe des links im Bild zu erahnenden Balkenendes. Die Elektrodengestalt wird dabei maßgeblich durch den Winkel der Kristallebenen im Silizium bestimmt, wie sie sich bei einer anisotropen Ätzung ergeben. Speziell ist dies der Winkel von $\varphi_{\text{si}} \approx 54,7^\circ$ zwischen den $\{111\}$ - und $\{100\}$ -Ebenen des Siliziumkristalls. Die Tiefe der hergestellten V-Grube beträgt hier $3,5 \mu\text{m}$ bei einer Substratdicke von $d_s = 30 \mu\text{m}$. Mit einer Dicke von jeweils 500 nm sind die Elektroden gleich dünn abgeschieden, jedoch aufgrund der Prozesscharakteristik nicht konform über die Geometrie. Ebenfalls nicht ideal konform ist die Spaltbreite, die in der Größenordnung von $d_{\text{el}} = 200 \text{ nm}$ liegt. Das Dielektrikum weist eine Schichtdicke von 400 nm auf. Die Länge einer einzelnen Aktorzelle beträgt $l_z = 10 \mu\text{m}$. Die Aktoren weisen eine Gesamtbreite $b = 60 \mu\text{m}$ auf. Davon wird ein Anteil von $b_a = 40 \mu\text{m}$ als aktive Breite bezeichnet, in dem der Längsschnitt der Darstellung in Abbildung 6.6 entspricht. Die Abweichungen von einem homogenen Längsschnitt über die gesamte Balkenbreite sind maßgeblich durch die Technologie bedingt. Das Verhältnis von aktiver zu gesamter Breite beträgt $v_b = 2/3$ (vergleiche Abschnitt 2.3).

Für den Vergleich der folgenden Messergebnisse wurde im Regelfall die Auslenkung w am freien Ende des Balkenaktors der Länge l_b mithilfe des DHMs ermittelt. Daraus wurde ein Krümmungswert nach der Näherung $\kappa \approx 2w/l_b^2$ (s. Anhang B.2) berechnet, der als allgemeineres Vergleichsresultat dient.

6.5.1. Resonanzfrequenz

Für den Vergleich von Messergebnissen mit statischen Simulationsergebnissen ist es notwendig, in einem statischen oder quasistatischen Messregime zu arbeiten. Um das Regime zu beurteilen, wird die Vergrößerungsfunktion V_0 betrachtet. Der Wert der Vergrößerungsfunktion als Verhältnis der Auslenkung bei der Messfrequenz zur einer rein statischen Auslenkung kann wie folgt angegeben werden [1]:

$$V_0 = \frac{1}{\sqrt{(1 - \eta_f^2)^2 + 4\zeta^2\eta_f^2}} \quad \text{mit} \quad \eta_f = \frac{f_{\text{mess}}}{f_{\text{res,m}}}, \quad \zeta \approx \frac{1}{2Q} \quad (6.1)$$

Darin ist ζ näherungsweise der Kehrwert aus dem Doppelten der Güte des dynamischen Verhaltens und η_f ist das Verhältnis von Messfrequenz f_{mess} zu mechanischer Resonanzfrequenz f_{res} des Balkens. Das Regime wird dann als quasistatisch bezeichnet, wenn $V_0 \approx 1$ gilt.

Zur Berechnung von η_f wurde die mechanische Resonanzfrequenz der ersten Schwingungsform für einen $l_b = 2 \text{ mm}$ langen Balken mit V-Geometrie nach Abbildung 6.6 messtechnisch ermittelt. Das Ergebnis für die erzwungene gedämpfte Schwingung beträgt $f_{\text{res}} = 9,6 \text{ kHz}$. Der nach Gleichung (2.18) abgeschätzte Wert der mechanischen Resonanzfrequenz für einen ideal rechteckigen Quer- und Längsschnitt einzig bestehend aus Silizium beträgt $f_{\text{res}} \approx 10,4 \text{ kHz}$ (Dichte Silizium: $\rho = 2329 \text{ kg m}^{-3}$ [1]) und liegt damit 8% über dem Messwert. Dies ist aufgrund der Annahmen zum Querschnitt und der nicht idealen Einspannung mit der sich daraus ergebenden größeren effektiven Länge plausibel. Anhand von weiteren Messungen zum Abklingverhalten von Schwin-

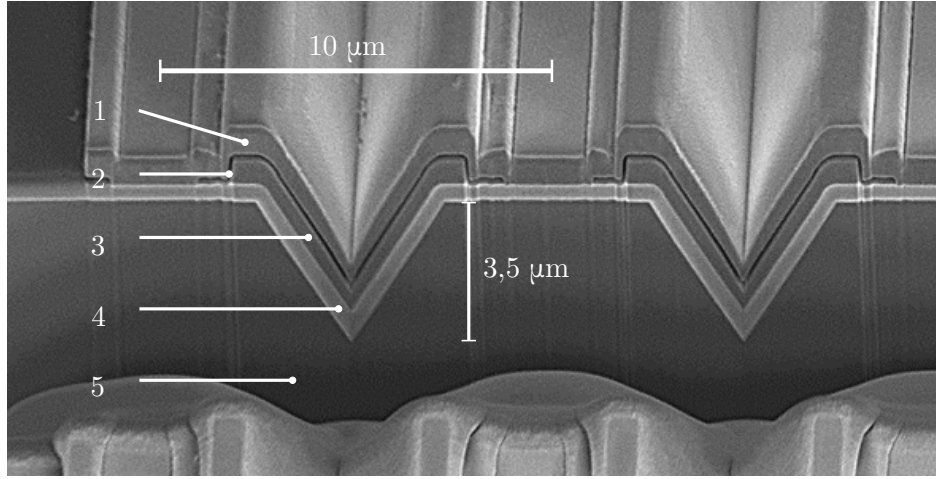


Abb. 6.6.: *Schnittbild der V-Geometrie:* Das Bild wurde mithilfe eines REM nach einem Ionenstrahlschnitt aufgenommen; 1: obere Elektrode, 2: Elektrodenspalt, 3: untere Elektrode, 4: Isolationsschicht, 5: Substrat

gungen des Balkens ist es im Weiteren möglich, die Güte auf einen Bereich von $Q \approx 162$ abzuschätzen.

Eine Beispielmessung der Vergrößerungsfunktion ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Darin sind zwei auftretende Resonanzen bei $\eta_f = 1$ und $\eta_f = 0,5$ zu erkennen. Diese sind aufgrund der Proportionalität der elektrostatischen Kraftwirkung zum Quadrat der Anregungsspannung nach Gleichung (1.1) respektive (1.2) verständlich. Es gilt:

$$U^2 = (U_- + U_{ac} \sin(2\pi f_{\text{mess}} t))^2 \quad \text{mit} \quad U_- = U_{vs} - U_{dc} \quad (6.2a)$$

$$= U_-^2 + 2U_- U_{ac} \sin(2\pi f_{\text{mess}} t) + \frac{U_{ac}^2}{2} (1 - \cos(4\pi f_{\text{mess}} t)) \quad (6.2b)$$

Darin ist U_{dc} der Gleichanteil und U_{ac} der Wechselanteil der Frequenz f_{mess} der äußeren Anregung. Die Spannung U_{vs} muss aufgrund eines Ladungsfanges innerhalb der Aktoren als innerer Gleichanteil angenommen werden. Dabei ist hier und im Folgenden U_{vs} die je nach Ansteuerung resultierende Gleichspannung der beiden in Abbildung 3.7 dargestellten inneren Spannungsquellen.

Für die Messung der Vergrößerungsfunktion wurde $U_{dc} = 0$ und $U_{ac} \neq 0$ verwendet, sowie die OE angesteuert. Die erste Resonanz bei $\eta_f = 0,5$ ist aufgrund der Quadrierung und der damit verbundenen Frequenzverdoppelung stets zu erwarten. Die zweite Resonanz bei $\eta_f = 1$ ergibt sich aufgrund des resultierenden Gleichanteils $U_{vs} - U_{dc} \neq 0$, sodass sich bei einer Anregung des Balkens mit der mechanischen Resonanzfrequenz eine harmonische Antwort mit Bewegungsüberhöhung zeigt. Aus dem Amplitudenverhältnis der Resonanzen kann auf das Verhältnis von Gleich- zu Wechselanteil der für den Aktor wirksamen Anregung nach Gleichung (6.2b) geschlossen werden. Für die Messung lag dieses Verhältnis in der Größenordnung von $1/4$.

Für $\eta_f < 1/10$ ergibt sich mit der genannten Güte ein Wert von $1 < V_0 < 1,01$. Quasistatisch ermittelte Ergebnisse bei diesem Frequenzverhältnis können somit in guter Näherung als statisch interpretiert und bewertet werden. Des Weiteren wurden keine subharmonischen Resonanzen beim Durchfahren des Frequenzbereiches $0 < f_{\text{mess}} \leq f_{\text{res}}$ gefunden, sodass nicht von einem parametrischen Oszillator ausgegangen werden muss und ein harmonischer Oszillator angenommen werden kann [4].

Im Weiteren lag der Fokus der Charakterisierung ausdrücklich auf dem statischen respektive quasistatischen Bauteilverhalten.

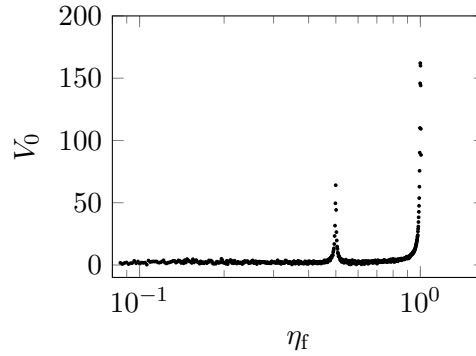


Abb. 6.7.: *Frequenzantwortkurve eines Balkenaktors:* Darstellung der Vergrößerungsfunktion V_0 über das Frequenzverhältnis $\eta_f = f_{\text{mess}}/f_{\text{res,m}}$

6.5.2. Passive Krümmung

Als passive Krümmung, auch Vorverkrümmung, des Aktors wird eine solche bezeichnet, für die die elektrische Antriebsspannung $U = 0$ ist. Eine Vorverkrümmung liegt dann vor, wenn der Balken entlang seiner Längsachse von einem ideal flachen Verlauf abweicht. Wie in Abbildung 6.1 dargestellt ist dies für die in diesen Abschnitt dargestellten Balkenaktoren deutlich erkennbar und durch den Schichtaufbau mithilfe der Eigenspannungen (s. Abschnitt 2.1) in den Dünnschichten leicht verständlich. Auch wird von einem statischen Endzustand ausgegangen, sodass alle zeitvarianten Mechanismen abgeschlossen sind. Des Weiteren wird für die hier beschriebene V-Geometrie von einer vernachlässigbaren Krümmung parasitärer Ladungen und daraus folgender Krümmung ausgegangen.

Eine Quantifizierung der Vorverkrümmung κ_0 gelingt durch eine Abschätzung der Auslenkung w bei der Länge l_b des Balkens durch Berechnung anhand der Näherung in Gleichung (B.26). Dazu wird mittels Fokusvariation am Mikroskop eine Stufenmessung zwischen einem Messpunkt auf ausgelenktem Balkenende und einer Referenz auf dem festen Rahmen durchgeführt. Bei dieser Messmethode kann die laterale Auflösung zu $a_{\text{lat}} = u_{l_b} \approx 1 \mu\text{m}$ und die vertikale Auflösung und Unsicherheit zu $a_{\text{vert}} = u_w = 1 \mu\text{m}$ angenommen werden. Am Beispiel der V-Geometrie mit einer gemessenen Vorverkrümmung von $\kappa_0 = 4,3 \text{ m}^{-1}$ lässt sich deren absolute Unsicherheit wie folgt abschätzen:

$$u_{\kappa_0} = \sqrt{\left(\frac{\partial \kappa}{\partial w} u_w\right)^2 + \left(\frac{\partial \kappa}{\partial l_b} u_{l_b}\right)^2} \quad (6.3)$$

$$= 0,5 \text{ m}^{-1} \quad (6.4)$$

Die beschriebene Methode konnte nicht mittels des DHM unter Nutzung dessen deutlich günstigeren vertikalen Auflösung durchgeführt werden. Dies ist durch den zu großen lateralen Abstand der beiden Messpunkte bei hoher Mikroskopvergrößerung (100x) respektive durch die unzureichende laterale Auflösung bei kleinerer Mikroskopvergrößerung begründet. Eine eventuelle Verkipfung der Probe wurde als vernachlässigbar eingeschätzt.

Mithilfe der Simulationsmodelle (vgl. Abschnitt 5.6.2) wurde ein Wert von $\kappa_0 = 3,3 \text{ m}^{-1}$ für die V-Geometrie ermittelt. Zum Vergleich mit der Messung muss dieser aus einem 2D-Modell stammende Wert auf die reale Struktur mit einem Korrekturfaktor multipliziert werden, um den über die Balkenbreite inhomogenen Längsschnitt zu berücksichtigen. Dadurch werden die verschiedenen Beiträge zur Vorverkrümmung

der einzelnen Schichten mit ihrer anteiligen Breite (vgl. Parameter v_b) berücksichtigt. Es ergibt sich aus Ergebnissen der Simulation ein Korrekturfaktor von $f_k = 0,8$. Die relative Abweichung von Simulation zur Charakterisierung beträgt dann etwa -38% . Demnach unterschätzen die Modelle die Vorauslenkung, wobei diese Aussage auch für weitere Geometrien gültig ist. Begründet wird dies mit einer hohen Unsicherheiten der verwendeten Eigenspannungswerte (s. Tabelle D.2). Ein weiterer Aspekt ist die Detailtreue der Geometrie, welche akribisch an mit dem REM aufgenommene Längsschnitte der Aktorzellen angepasst wurde, aber dennoch stets eine Näherung bleibt. Insbesondere ist die Vorverkrümmung sensitiv zu den genauen Schichtdicken, welche zusätzlich für die verschiedenen Proben in geringen Umfang ($\pm 5\%$) schwanken kann. Die bestätigte Qualität als auch in die in der Größenordnung übereinstimmende Quantität der Vorverkrümmung soll für die Betrachtungen hier ausreichend sein.

Eine Beeinflussung der Vorverkrümmung kann durch eine äußerliche Wärmeeinwirkung erfolgen. Wird andernfalls die Temperaturänderung durch *joulesche* Wärme aufgrund eines Stromflusses innerhalb des Aktors bewirkt, so wird die resultierende Krümmungsänderung als *aktiv* attribuiert (s. Abschnitt 6.5.3).

Durch Messung der Vorverkrümmung bei zwei verschiedenen Temperaturen ($\Delta T \approx 19\text{ K}$) konnte eine qualitative und quantitative Übereinstimmung zu den Ergebnissen aus Abschnitt 5.6.4 gefunden werden. Es ergibt sich thermische Empfindlichkeit im Bereich von $e_{th} = (2,0 \pm 1,3) \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Die relative Abweichung zwischen Simulation und Messung liegt in der Größenordnung von 20% . Die Unsicherheit der Messung ist hauptsächlich durch die Unsicherheit der Bestimmung der Vorverkrümmung (s. oben) geprägt.

Eine weitere Beeinflussung der Vorverkrümmung kann prinzipiell durch den *Casimir*-Effekt erfolgen. Gemäß Gleichung (2.41) ergäbe sich bei einem mittleren Abstand der Elektroden in der V-Geometrie von angenommenen $d_{el} \approx 130\text{ nm}$ eine äquivalente elektrische Spannung von $U_C = 0,13\text{ V}$. Die daraus folgende Krümmung des Balkens ist aufgrund von Erkenntnissen aus FEM-Modellen vernachlässigbar gering (s. auch Abschnitt 6.5.3).

Neben der im vorangegangenen Abschnitt diskutierten ganzheitlichen Vorverkrümmung des Aktors aufgrund der Schichteigenspannungen, führen selbige auch zu einer Modulation des Spaltabstandes. Dies ist in der abschnittsweise nicht mit dem Schichtstapel verbundenen oberen Elektrode begründet. Wie die Simulationsmodelle in Kapitel 5 gezeigt hatten, liegt für diese Spaltmodulation eine starke Abhängigkeit von der Geometrie vor.

Bei dem für das hier betrachtete Elektrodenmaterial Titanaluminid liegt ein Eigenspannungsgradient über die Schichtdicke vor. Um einen geringen Einfluss der Eigenspannungen auf den Elektrodenpalt zu bewerkstelligen, ergibt sich die tendenzielle Forderung nach einer geringen lateralen Ausdehnung. Ein Beispiel dafür ist die V-Geometrie. Ergebnisse der Simulationsmodelle zeigen lediglich einen Unterschied der aktiven Anregung von $\delta_{rel} \approx 6\%$ zwischen einer Berechnung mit Berücksichtigung und einer ohne Berücksichtigung der Eigenspannungen. Demnach liegt nur eine vergleichsweise geringe Spaltmodulation vor, da ansonsten von einer erheblichen Abweichung der Anregungen ausgegangen werden müsste. Aufgrund dieser Konstanz ist die V-Geometrie prädestiniert für eine Validierung der Simulationsmodelle durch die Messungen hinsichtlich der aktiven Krümmung (s. folgender Abschnitt).

Eine direkte Messung der Elektrodendeformation von Aktoren mit V-Geometrie ist mit dem DHM nicht möglich, da sowohl eine unzureichende Schärfentiefe als auch eine unzureichende reflektierte Intensität des Lasers aus der V-Grube vorliegen.

Am Beispiel einer weiteren Elektrodengestaltung (B-Geometrie, vergleiche Tabelle 6.3), die eine messbare Verformung der aktiven Elektrode aufweist, soll die Relevanz der passiven Elektrodendeformation aufgezeigt, sowie das Ergebnis eines entsprechenden Simulationsmodells qualitativ validiert werden.

Mithilfe des DHMs wurde die Verformung der oberen Elektrode gemessen. Die Abbildung 6.8a zeigt eine 3D-Darstellung dieser Verformung für drei Aktorzellen im Vergleich zum Simulationsergebnis in 6.8b für eine einzelne Aktorzelle. Es zeigt sich eine vollständige qualitative Übereinstimmung. Das im Messobjekt vorhandene mittlere Ätzloch in der OE hat keinen signifikanten Einfluss. Die Bestätigung der Qualität ist eine wichtige Erkenntnis für den Entwurf weiterer Geometrien, um die für den neuartigen Aktoreffekt sehr einflussreiche Modulation des Elektrodenspaltes adäquat berücksichtigen zu können.

Quantitativ unterschätzt die Simulation auch hier die Auswirkungen der Eigenspannungen in der Größenordnung von 30 %, mit der gleichen Begründung der ungenauen Kenntnis exakter Eigenspannungswerte, -verteilungen und Schichtdicken. Als Folge ist allgemeiner zu konstatieren, dass ein Vergleich von 2D-FEM-Modellen mit einer ausgedehnten realen Struktur geometrieabhängig nur eingeschränkt möglich ist. Ratsam ist die bereits in Abschnitt 5.6.2 angesprochene Begrenzung der Breite der OE Elektrode, um sowohl den Simulationsaufwand zu verringern, als auch zusätzliche Schwankungen des Elektrodenspaltes innerhalb einer Zelle zu begrenzen.

6.5.3. Aktive Krümmung

Die aktive Krümmung des Aktors beschreibt die mechanische Deformation in Abhängigkeit der äußeren elektrischen Antriebsspannung $U \neq 0$. Abbildung 6.9a zeigt den Krümmungs-Spannungs-Zusammenhang eines Balkenaktors in einem quasistatischen Messregime bei Ansteuerung der oberen Elektrode, wobei die beiden anderen Elektroden (untere Metallelektrode und Substrat) das Referenzpotential aufweisen. Der Zusammenhang $\kappa(U)$ kann in guter Näherung durch ein Polynom zweiten Grades linear angepasst werden:

$$\kappa(U) = P_0 + P_1 U + P_2 U^2 \quad (6.5)$$

Die Koeffizienten P_i mit $i = [0, 2]$ werden anhand der Aktuationsmechanismen im Folgenden diskutiert. Die Polynomnäherung der Krümmung vernachlässigt eine überproportional ansteigende *Coulomb*-Kraft zwischen den Elektroden (vgl. Abbildungen 1.1b und 5.5a). Nach Abschnitt 5.6.1 ist eine Polynomnäherung im Bereich moderater Antriebsspannungen $U < 45$ V mit geringen Unsicherheiten behaftet und daher hier zulässig.

Bei einer elektrischen Antriebsspannung $U_q = 0$ gilt für die aktive Krümmung $\kappa = 0$, woraus sich entsprechend $P_0 = 0$ ergibt. Der Koeffizient P_1 beschreibt einen vom Vorzeichen der Spannung abhängigen Krümmungsanteil. Dieser Anteil kann auf den Term $(U_{dc} - U_{vs})$ in Gleichung (6.2b) zurückgeführt werden. Aufgrund der gefangenen Ladungen ergibt sich eine konstante Gleichspannung innerhalb des Aktors, die sich in Abhängigkeit des Vorzeichens der äußeren Anregung in einer verringerten oder

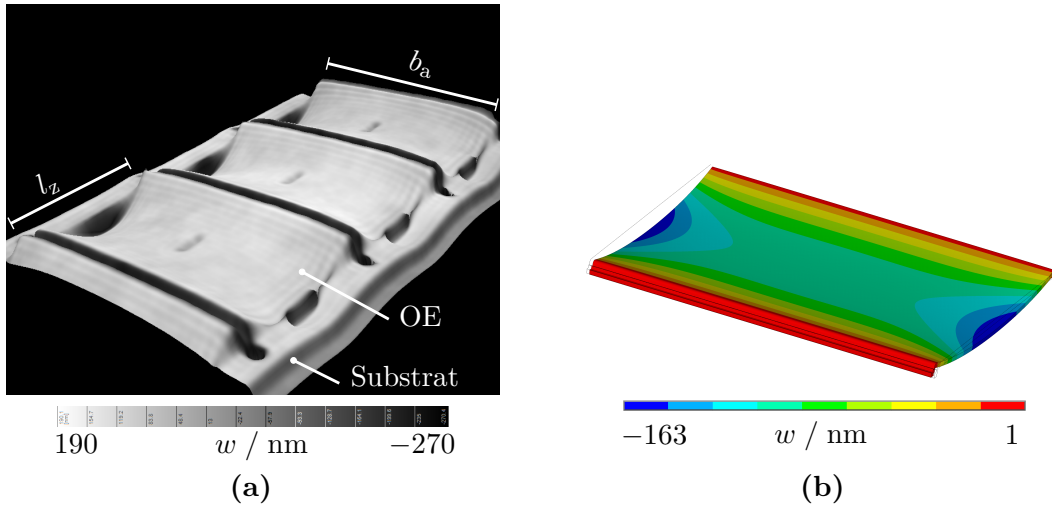


Abb. 6.8.: *Passive Krümmung der oberen Elektrode:* Ergebnisse aus Messung und Simulation zur Deformation der oberen Elektrode für $U_q = 0$ einer Aktorzelle mit B-Geometrie jeweils 10-fach skaliert; zu beachten sind die relativen Skalen als auch die unterschiedlichen Ausschnitte; **a:** 3D-Repräsentation einer Charakterisierung mittels DHM, die Unsicherheit der vertikalen Auflösung liegt in der Größenordnung von 3 nm; **b:** Simulationsergebnis nach Abschnitt 5.6.2 einzig der oberen Elektrode (Rest ausgeblendet); $l_z = 25 \mu\text{m}$, $b_a = 40 \mu\text{m}$

vergrößerten Krümmung ausdrückt. Zusammen mit dem im Folgenden diskutierten Koeffizienten P_2 kann mit $U_{dc} = 0$ der Wert von U_{vs} abgeschätzt werden:

$$U_{vs} = \frac{-P_1}{2P_2} \quad \text{wenn} \quad U_{dc} = 0 \quad (6.6)$$

Werte von P_1 liegen im Bereich von $P_1 < 2 \cdot 10^{-4} \text{ V}^{-1}\text{m}^{-1}$. Dies entspricht einer Spannung von $U_{vs} \approx 5 \text{ V}$, wenn für die betrachtete V-Geometrie $P_2 \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ V}^{-2}\text{m}^{-1}$ (s. unten) angenommen wird.

Der Zusammenhang $\kappa \propto U^2$ wird durch den Koeffizienten P_2 beschrieben. Dessen Absolutwert ist für die Standardvariante die Summe aller quadratisch mit der Spannung zusammenhängenden Aktuatoreffekte. Der Koeffizient P_2 setzt sich aus den Anteilen des NED-Effektes, der Anregung aufgrund der Maxwell-Spannung, der thermischen Anregung und der parasitären elektrostatischen Anregung zusammen. Eine Struktur der Variante mNed mfR vereint alle Anregungen als Summe der einzelnen Anteile. Durch sukzessive Subtraktion der parasitären Anteile kann schlussendlich auf die Anregung einzig aufgrund des NED-Effekts geschlossen werden. Dazu ist ein Vergleich der Varianten und Ansteuerungsarten bezüglich der sich ergebenden Anregung erforderlich. Die Diskussion dazu findet sich in den folgenden Absätzen. Absolutwerte der Anregungen sind in Tabelle 6.2 gegenübergestellt.

Anregung durch Maxwell-Spannung

Um Messergebnisse zur Anregung basierend auf der *Maxwell-Spannung* zu erhalten, werden alle Ansteuerungsarten der Variante mNed ofR ausgewertet (s. Abschnitt 6.4). Eine messtechnische Abschätzung der Anregung bei OE-Ansteuerung kann durch Vergleich der Ansteuerungsarten OE und UE erfolgen. Im Vergleich dazu wurde eben diese Ansteuerungsart in der FEM-Simulation untersucht. Es zeigt sich eine qualitative

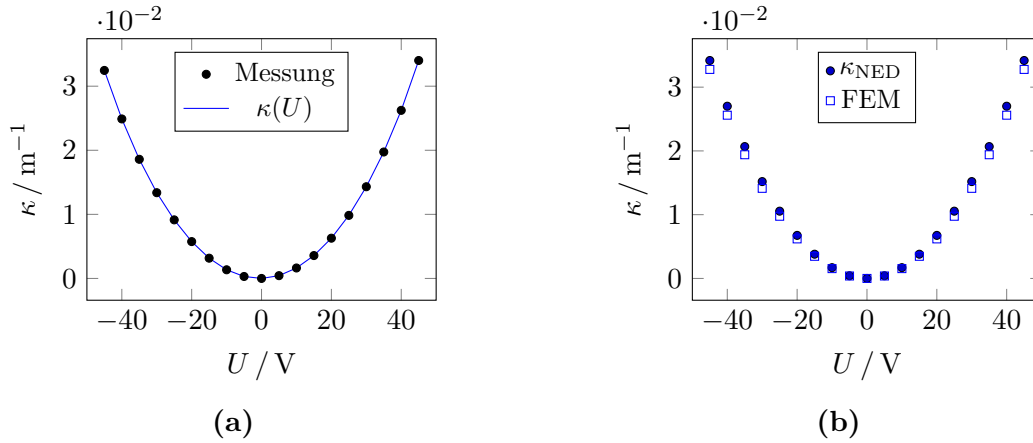


Abb. 6.9.: Krümmungs-Spannungs-Zusammenhang eines Balkenaktors: Aktor mit V-Geometrie; **a:** Charakterisierung Einzelbalken im quasistatischen Regime; die Messunsicherheit beträgt $u_\kappa < 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ und ist aus diesem Grund nicht dargestellt; **b:** Krümmung einzig aufgrund des neuartigen Aktoreffektes als Mittelwert von vier Einzelbalken im Vergleich zu Simulationsergebnissen

Übereinstimmung wobei die Anregung in der Simulation unterschätzt wird. Die Abweichung ist auf die nicht explizit angegebene Unsicherheit der Materialparameter in der Simulation zurückzuführen.

Thermomechanische Anregung

Ein wesentlicher parasitärer Einfluss ist die thermische Anregung aufgrund *joulescher* Wärme durch Stromflüsse im Aktor. Um die aktive thermische Krümmung zu untersuchen wurden auch gezielt Bauelemente verwendet, die *nicht* als fehlerfrei einzustufen und durch eine hohe Leistungsaufnahme gekennzeichnet sind (vgl. Abschnitt 6.5.6). Als Indiz für das Vorhandensein einer thermischen Anregung wird eine Phasenverschiebung im quasistatischen Messregime gewertet. Die Phasenverschiebung beruht auf der stark verringerten Dynamik des Bauelements (s. Abschnitt 3.2.4) bei thermischer Anregung. In dem Fall der Phasenverschiebung zwischen Anregungssignal und Auslenkung liegt die Messfrequenz f_{mess} oberhalb der thermischen Grenzfrequenz f_{th} des Aktors. Gilt weiterhin $f_{\text{th}} < f \ll f_{\text{res}}$, so kann die thermische Anregung klar identifiziert werden. In Verbindung mit deutlich erhöhten Messwerten des Stromes (vgl. Abschnitt 6.5.6) an solchen Aktoren, muss von einer thermischen Anregung ausgegangen werden.

Die thermische Grenzfrequenz wird wie folgt abgeschätzt:

$$f_{\text{th}} = \frac{1}{2\pi R_{\text{th}} C_{\text{th}}} \quad (6.7)$$

$$C_{\text{th}} = c_{\text{sp}} V \rho \quad (6.8)$$

Darin ist R_{th} der thermische Widerstand entsprechend Abschnitt 3.2.4 und C_{th} die Wärmekapazität des gesamten Aktors. Letztere berechnet sich aus der Summe der einzelnen Kapazitäten der Schichten, mit deren jeweiligen Volumina V , Dichten ρ und spezifischen Wärmekapazitäten c_{sp} . Mit den Werten des in diesem Abschnitt verwendeten Aktors ergibt sich somit für die Grenzfrequenz:

$$R_{\text{th}} = 110 \frac{\text{K}}{\text{W}}, \quad C_{\text{th}} = 6,5 \frac{\mu\text{J}}{\text{K}} \quad (6.9)$$

$$f_{\text{th}} \approx 160 \text{ Hz} \quad (6.10)$$

Diese Frequenz kann durch Messungen in ihrer Größenordnung bestätigt werden. Zudem wurden die nicht fehlerfreien Bauelemente mit hoher Leistungsaufnahme pyrometrisch untersucht. Die daraus ermittelte Temperaturerhöhung bei bekannter Leistungsaufnahme ermöglicht die Abschätzung des thermischen Widerstands. Mit einem Wert von 150 K/W liegt dieser im erwarteten Bereich, sodass die Annahmen in diesem Abschnitt bestätigt werden.

Es wird nun angenommen, dass die gesamte elektrische Leistungsaufnahme P nicht fehlerfreier Aktoren zu einer gleichmäßigen Erwärmung selbiger führt. Daraus resultiert eine thermische Anregung der Aktoren entsprechend den Untersuchungen in Abschnitt 5.6.4. Durch Untersuchung einiger nicht fehlerfreien Proben mit verschiedenen thermischen Krümmungen, Stromflüssen und Erwärmungen lässt sich ein Zusammenhang zwischen Krümmung und Stromfluss anpassen (s. Abbildung 6.10). Daraus kann unter Annahme eines elektrischen Gesamtwiderstandes für fehlerfreie Aktoren von $R_{\text{ges}} = 1 \text{ G}\Omega$ ein Koeffizient P_2 (s. Tabelle 6.2) berechnet werden.

Als wichtige Erkenntnis wird deutlich, dass der quadratische Koeffizient P_2 für die thermische Anregung in der Messung um vier bis fünf Größenordnungen geringer ausfällt als die Anregung durch den NED-Effekt. Dabei überschätzt die Simulation die Messwerte um etwa den Faktor zehn. Eine mögliche Ursache kann in der angenommenen homogenen Temperaturverteilung gefunden werden. Dies muss in der Praxis insbesondere nicht über die Länge des Balkens erfüllt sein. Beispielhaft ist dazu ein Kurzschluss als Wärmequelle auf einen Punkt konzentriert vorstellbar, sodass die Wärme stark lokal auf den Balken wirkt und sich gemittelt über die gesamte Balkenlänge die gemessene, deutlich geringere Krümmung als in der Simulation ergibt. Anhaltspunkte dazu liefern die pyrometrischen Untersuchungen, die jedoch aufgrund einer begrenzten lateralen Auflösung keine genauere Aussagen zuließen.

Parasitäre elektrostatische Anregung

Die gemessene parasitäre elektrostatische Anregung für die Variante mNED mfR kann durch Vergleich der Ergebnisse der Varianten mNed mfR und mNed ofR gefunden werden. Dabei wird qualitativ auch der erwartete Unterschied zwischen den Ansteuerungsarten sichtbar. Die parasitäre elektrostatische Anregung wird bei Ansteuerung der unteren Elektrode verringert, da dessen elektrisches Feld durch die obere Elektrode abgeschirmt wird. Die Simulationsergebnisse sind mithilfe eines im Kapitel 5 vorgestellten Modells und der Berechnungen nach Abschnitt 3.2.4 ermittelt und liegen innerhalb der Unsicherheit der Messergebnisse.

NED-Effekt - Zusammenfassung

Die Tabelle 6.2 zeigt eine Übersicht der einzelnen Anteile, aus denen sich der Koeffizient P_2 zusammensetzt. Die Werte sind gemittelt für einen Probenumfang von vier fehlerfreien Balkenaktoren genau einer Geometrie und gültig für moderate Antriebsspannungen $U \leq |45| \text{ V}$. Es überwiegt die Aktuation aufgrund des neuartigen Aktoreffektes um etwa eine Größenordnung. Die ist insbesondere vor dem Hintergrund der nicht optimierten V-Geometrie positiv, da für tatsächlich optimierte Geometrien ein noch verbessertes Verhältnis erwartet wird. Hervorgehoben wird die vernachlässigbare Wirkung der thermischen Anregung, welche für die hier betrachteten fehlerfreien Bauelemente mit hohen elektrischen Widerständen $R > 1 \text{ G}\Omega$ um vier Größenordnungen geringer ausfällt.

Insgesamt lässt sich eine Übereinstimmung zwischen den Simulationsmodellen und den Messergebnissen konstatieren. In den Simulationsmodellen wird die Anregung

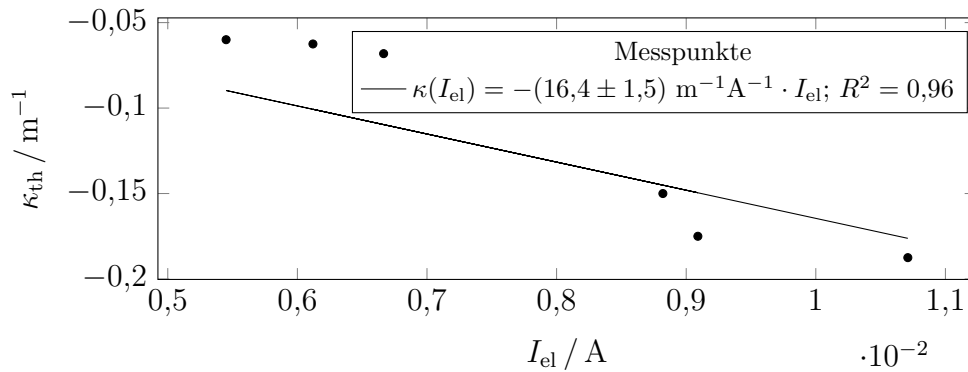


Abb. 6.10.: Ergebnisse zur thermischen Anregung der Aktoren: Der elektrische Stromfluss bei $U = 30$ V von fünf nicht fehlerfreien Bauelementen (Stromkriterium) korreliert mit der ermittelten aktiven Krümmung, die der thermischen Anregung zugeordnet wird. Mittels einer linearen Anpassung kann auf die thermische Anregung fehlerfreier Bauelemente geschlossen werden

Tab. 6.2.: Übersicht der Anteile der Aktuationsmechanismen am Koeffizient P_2 für das Beispiel der V-Geometrie; Ansteuerungsart: obere Elektrode (OE); positive Vorzeichen beschreiben eine Bewegung des Balkenaktors in Richtung positiver z-Achse nach Abbildung 3.5 und vice versa

Anregung	Messung $P_2 / \text{V}^{-2}\text{m}^{-1}$	FEM $P_2 / \text{V}^{-2}\text{m}^{-1}$
NED	$(1,688 \pm 0,058) \cdot 10^{-5}$	$1,675 \cdot 10^{-5}$
Maxwell-Spannung	$-(0,75 \pm 1,7) \cdot 10^{-6}$	$-0,05 \cdot 10^{-6}$
thermomechanisch	$-(5,5 \pm 1,4) \cdot 10^{-10}$	$-40 \cdot 10^{-10}$
parasitär elektrostatisch*	$-(2,5 \pm 1,8) \cdot 10^{-6}$	$-2,0 \cdot 10^{-6}$

* gültig für die (praxisnahe) Variante mNED mFR mit $d_{\text{TR}} = 10 \mu\text{m}$ und $\kappa_0 = 4,3 \text{ m}^{-1}$

durch den neuartigen Aktoreffekt um etwa 6 % unterschätzt. Als maßgebliche Ursache der Abweichung kann die Unsicherheit des Spaltabstandes genannt werden, die trotz sorgfältigster Nachbildung des Längsschnittes von REM-Aufnahmen nach fokussierten Ionenstrahlschnitten (s. bspw. Abbildung 6.6) hoch bleibt. Da sowohl für die Eigenspannungen als auch für die Materialparameter mit Unsicherheiten behaftete Werte verwendet wurden, lässt sich auch dadurch eine Abweichung der Simulationsmodelle plausibel darstellen. Der statische Einfluss der Gravitation ist in allen verwendeten Modellen und Charakterisierungsergebnissen in dieser Arbeit vernachlässigt.

Anhand der qualitativen und quantitativen Übereinstimmung zwischen Simulation und Charakterisierung sind die FEM-Modelle speziell für den neuartigen Aktoreffekt verifiziert und validiert; das heißt, es wurden alle dazu relevanten Mechanismen in den Modellen adäquat abgebildet. Dies ist insbesondere vor dem Hintergrund der Optimierung der Geometrien (vgl. Abschnitt 5.7) von hoher Bedeutung.

Durch Charakterisierung der aktiven Auslenkung an verschiedenen Stellen mit unterschiedlichem Abstand zur Einspannung des Aktors konnte zusätzlich die erwartete sphärische Krümmung des Aktors bestätigt werden.

Über die Variation der Umgebungsbedingungen (Luftfeuchte, Luftdruck, Temperatur, elektrische Felder, u.w.) konnte kein signifikanter Einfluss auf den neuartigen Aktoreffekt festgestellt werden. Eine Untersuchung findet sich in [123].

6.5.4. Charakterisierung von Aktorkraft und -steifigkeit

Zur Überprüfung theoretischer Erkenntnisse und zur weiteren Validierung der Simulationsmodelle wurde die Aktorsteifigkeit und -kraft der Balkenaktoren messtechnisch ermittelt. Der Messaufbau umfasst neben einer Energiequelle (Keithley 236 SMU) einen Nanoindenter (Hysitron TI950 TriboIndenter) zur hochaufgelösten Messung von Kraft-Weg-Kennlinien. Abweichend vom eigentlichen Zweck der Nanoindentation des Gerätes wurde eine tatsächliche Indentierung des Aktors durch Verwendung eines vergleichsweise stumpfen Kugelindenters mit 10 μm Radius vermieden und lediglich die präzise Kraft- respektive Wegauflösung genutzt. Die Charakterisierung erfolgte im Modus mit zeitlicher Regelung der Auslenkung. Zu jedem diskreten Zeitpunkt wird jeweils auch die Kraft ermittelt.

Abbildung 6.11a zeigt den Messaufbau für die aktiven Messungen schematisch und stark vereinfacht. Die Aktoren finden sich in DIL-Gehäusen und eingespannt in einem in der Messkammer des Nanoindenters montierten Nullkraftsockel. Eine thermische Drift wird durch den Aufbau in der Messkammer verringert. Für die Messungen wurde das freie Balkenende als Messort auf den Aktoren gewählt, welches neben dem Siliziumsubstrat lediglich eine Aluminiumoxidschicht aufweist und sich somit als kraftschlüssiger Untergrund eignet. Da sich lediglich eine Charakterisierung an der Oberseite der Aktoren realisieren ließ, ist ein Messort im Bereich der aktiven Elektrodengeometrien aufgrund deren eigenen zusätzlichen Bewegung äußerst aufwendig in der Auswertung und mit hohen Unsicherheiten behaftet.

Die Abbildung 6.11b zeigt einen beispielhaften zeitlichen Verlauf der Messrohdaten. Aufgrund der Regelung der Auslenkung ist die Streuung bei den Wegmesspunkten gering und bei den Kraftmesspunkten hoch. Signifikante Unstetigkeiten im Kraftverlauf für $(15 < t < 75)$ s korrespondieren mit der Zuschaltung respektive Abschaltung einer Antriebsspannung für die Aktoren. Eine detailliertere Auswertung wird im Folgenden vorgestellt. Sämtliche dort vorgestellten Ergebnisse sind Mittelwerte von drei Messungen.

Charakterisierung der Aktorsteifigkeit

Zunächst wurden Messreihen für passive Balkenaktoren, das heißt ohne Aktuierung ($U = 0$), durchgeführt. Aus den in Abbildung 6.12a gezeigten Messwerten lassen sich Aussagen zur Biegesteifigkeit ableiten. Der Anstieg einer Regressionsgeraden durch die Messpunkte der Kraft-Weg-Charakterisierung ergibt dabei die Steifigkeit k_a der Balkenfeder (s. Abbildung 6.12a). Mithilfe von Gleichung (2.8) kann daraus die Biegesteifigkeit EI ermittelt und mit der FEM-Simulation verglichen werden. Der Messwert beträgt $EI_{\text{mess}} = (156 \pm 25) \text{ N m}^2$ und der Simulationswert $EI = 187 \text{ N m}^2$. Die relative Abweichung von Modell zu Probe beträgt somit 20 %.

Die Unsicherheiten der Messung begründen sich wie folgt. Im Messaufbau muss stets von seriellen zusätzlichen Nachgiebigkeiten ausgegangen werden. Insbesondere ist der Aktor nicht ideal fest an seinem Balkenanfang eingespannt, da er Teil einer ausgedehnten und abgedünnten Fläche ist (Bauelement-Silizium, freigestellt durch Rückseitengrube; s. Abschnitt 4.2). Daraus ergibt sich eine größere effektive Länge l_b , woraus auch messbare aber nicht explizit dargestellte Unterschiede zwischen den Varianten ofR und

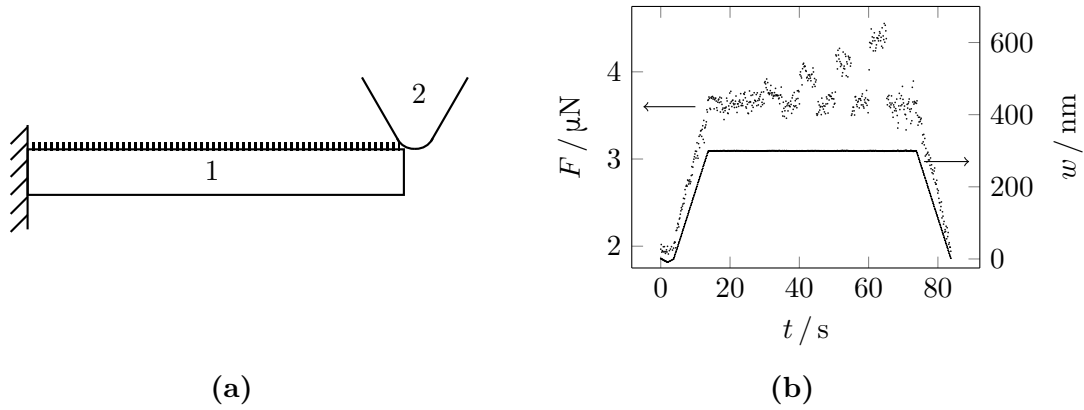


Abb. 6.11.: Übersicht zur Charakterisierung von Aktorkraft und -steifigkeit: **a:** schematischer Messaufbau nicht maßstäblich; 1: Balkenaktor mit stilisierter aktiver Schicht, 2: Kugelindenter mit Radius $10\ \mu\text{m}$; **b:** Rohdaten des zeitlichen Verlaufes der Messwerte für Kraft und Weg, die signifikanten Unstetigkeiten in des Kraftverlaufes korrelieren mit verschiedenen zugeschalteten Antriebsspannungen am Aktor

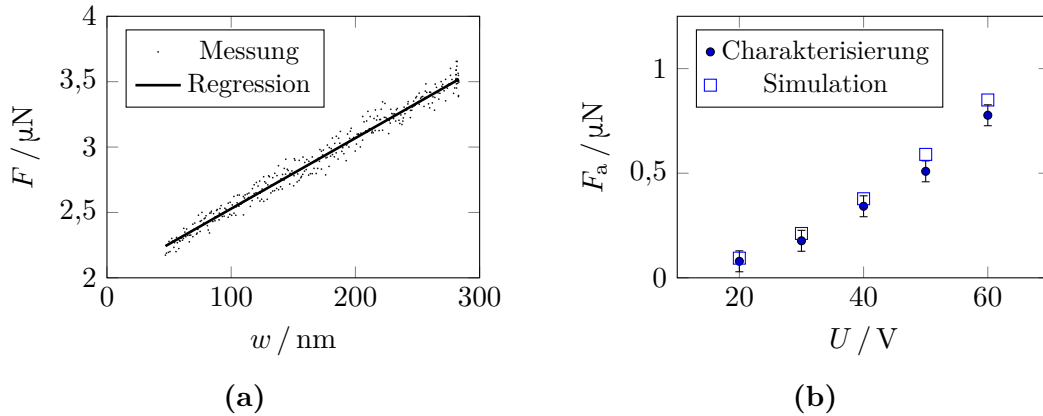


Abb. 6.12.: Messungen zur Aktorsteifigkeit und -kraft: **a:** Zusammenhang zwischen Kraft und Weg zur Ermittlung der Aktorsteifigkeit aus dem Anstieg der Regressionsgeraden; **b:** Zusammenhang zwischen aktiver Kraft F_a und elektrischer Antriebsspannung U im Vergleich von Mess- und Simulationsdaten

mFR resultieren. Letztere weist erwartungsgemäß eine höhere Steifigkeit auf. Der nicht homogene Längsschnitt über die Balkenbreite führt auch hier zu einer weiteren Näherung und zu einem geringeren Messwert. Jedoch ist der anteilige Einfluss auf die Steifigkeit der einzelnen Schichten nicht derart signifikant, wie das für die Eigenspannungen zuvor beobachtet wurde. Der Korrekturfaktor kann hier in guter Näherung mit einem Wert von $f_k \approx 1$ angenommen werden.

Der hauptsächliche Einfluss auf die Abweichung wird in einem Gleiten des verwendeten Kugelindenters am Balkenaktor vermutet. Dafür sprechen der vergleichsweise große Radius des Indenters in Verbindung mit der nicht anders möglichen und nicht optimalen Indentierung am freien Balkenende. Dort fehlt eine geeignete Kontaktfläche, sodass der Indenter an einer Flanke (s. Abbildung 6.11a) in Kontakt mit dem Aktor ist. Für alle im Kontaktbereich möglichen Materialpaarungen, nämlich Diamant zu Silizium, Aluminiumoxid oder Titanaluminid, muss zudem ein geringer Gleitreibungskoeffizient in der Größenordnung $\mu_g \approx 0,02$ angenommen werden. Wesentlich ist zudem, dass nicht sichergestellt werden konnte, dass sich Probe und Indenter nicht zueinander

lateral verschieben. Aus der so ermöglichten Gleitung ergibt sich ein scheinbar größerer Indentierungsweg für eine gemessene Kraft, sodass eine geringe gemessene Steifigkeit resultiert.

Das gleiche Vorgehen wurde auch für eine während der gesamten Messung zugeschalteten Antriebsspannung $U = 40$ V wiederholt, wobei sich kein signifikanter Unterschied zur spannungslosen Messung ergab. Es kann daraus geschlossen werden, dass die Steifigkeit unabhängig von einer Ansteuerung als konstant angenommen werden kann. Dies ist kongruent zu entsprechenden Simulationsergebnissen, die ebenfalls keine Modulation der Biegesteifigkeit bei Aktuation ergeben.

Charakterisierung der Aktorkraft

Die Charakterisierung der aktiven Kraft des Aktors wurde durch Zuschalten der elektrischen Antriebsspannung $U \neq 0$ im Bereich des Plateaus des Wegverlaufs in Abbildung 6.11b realisiert. Die Vorauslenkung durch den Indenter wurde zu 300 nm gewählt, woraus eine Vorspannkraft im für den Nanoindenter spezifizierten Bereich ($> 1,5 \mu\text{N}$) resultiert. Es ergeben sich an den Schaltzeitpunkten Kraftsprünge deren Höhe durch Differenzbildung ausgewertet werden kann. Aufgrund des positiven Vorzeichens der aktiven Krümmung der V-Geometrie und des gewählten Messaufbaus erhöht sich die gemessene Kraft bei Aktuierung. Die ausgewerteten Daten sind in Abbildung 6.12b zusammen mit den Simulationswerten dargestellt. Letztere werden anhand der Gleichung (2.8) ermittelt.

Die sich ergebenden Abweichungen werden hauptsächlich durch zwei im Folgenden besprochene Punkte beeinflusst. Aufgrund der bereits bekannten geringeren Steifigkeit der Balkenfeder in der Messung (s. vorheriger Abschnitt) entsteht eine systematische relative Abweichung in der Größenordnung von 20 %. Des Weiteren wird in den zur Ermittlung der Auslenkung verwendeten Simulationswerten kein vom Vorzeichen der elektrischen Antriebsspannung abhängiger Auslenkungsanteil berücksichtigt ($P_1 = 0$, vgl. Abschnitt 6.5.3). Dies manifestiert sich in einer von der einzelnen Probe abhängigen mit steigendem Wert der elektrischen Antriebsspannung typischerweise zunehmenden Abweichung zwischen Simulation und Messung.

Werden sowohl die gemessene Biegesteifigkeit als auch die mithilfe des DHMs ermittelte Auslenkung des jeweiligen Balkenaktors als Kraft nach Gleichung (2.8) berechnet, so kann die relative Abweichung zum Messwert der Kraft auf etwa 3 % reduziert werden.

Die dargestellten Messungen wurden für eine Vorauslenkung von 500 nm wiederholt, wobei jedoch keine signifikanten Unterschiede festgestellt werden konnten. Daraus kann gefolgert werden, dass die Rückwirkung der Vorauslenkung auf die Zellgeometrie im betrachteten Auslenkungsbereich vernachlässigbar gering ist. Diese Aussage ist auch für eine weitere gemessene Geometrie gültig (B-Geometrie, vgl. Tabelle 6.3). Eine solche Rückwirkung kann jedoch insbesondere für um Größenordnungen erhöhte Vorauslenkungen nicht generell ausgeschlossen werden.

6.5.5. Charakterisierung der Belastungsfähigkeit

Neben der zuvor dargestellten ordnungsgemäßen Funktionsfähigkeit ist auch von Interesse, welche Grenzen der Belastungen für die neuartige Aktorklasse am Beispiel der V-Geometrie vorliegen. Dazu wurde analog den Ausführungen in Abschnitt 5.6.1 die Belastungsfähigkeit an realen Bauelementen ermittelt.

Mechanische Belastung

Eine wichtige zu untersuchende Eigenschaft ist die Zuverlässigkeit. Dabei sind zwei Aspekte zu unterscheiden. Zum einen ist es die Lastwechselzahl in einem quasistatischen Regime als Repräsentation eines typisch zu erwarteten Anwendungsfalls. Zum anderen ist es die gezielte Untersuchung des Kriechverhaltens durch eine konstant hohe Last. Beide Aspekte wurden messtechnisch eruiert und die Ergebnisse werden im Folgenden dargestellt.

Die vergleichsweise geringen Elektrodenabstände, von etwa einem Zehntel von dem etablierter elektrostatischer Kammantriebe, führen ebenso zu vergleichsweise hohen elektrostatischen Kräften $F_{el} \propto 1/d_{el}^2$ auf die Elektroden (s. Gleichung (1.2)). Nachdem während sämtlicher Messungen bereits keine Degradationen der Aktoren festgestellt werden konnte, wurde ein Aktor mit über $50 \cdot 10^6$ Lastzyklen ($U = 30$ V) betrieben und die elektromechanische Antwort im Anschluss mit dem Ausgangszustand verglichen. Es konnte eine vollständige Übereinstimmung und damit eine für siliziumbasierte MEMS typische sehr hohe Zuverlässigkeit ohne signifikante Degradationserscheinungen festgestellt werden. Damit bestätigen sich die Erwartungen aus den Simulationsergebnissen in Abschnitt 5.6.1, wonach weder die Elektroden noch das Dielektrikum typischerweise über ihre Grenzen belastet sind.

Für den zweiten Aspekt wurde an einen Aktor eine hohe Gleichspannung von $U = 60$ V für eine Zeitdauer $t = 96$ h angelegt. Auch hier konnte durch Vergleich der Messungen vor und nach dem Dauertest keine signifikante Änderung des mechanischen Verhaltens festgestellt werden. Damit bestätigen sich die Erwartungen aus und die Annahmen in der Simulation. Weder treten kritische mechanische Spannungen im Bereich der Elektrodenmaterialien auf, noch muss in den Simulationsmodellen ein vom linearen *hookeschen* Zusammenhang abweichendes Verhalten berücksichtigt werden. Insbesondere konnte kein Kriechverhalten der metallischen Elektroden festgestellt werden.

Elektrische Belastung

Anhand einzelner Stichproben wurde die Belastbarkeit der V-Geometrie hinsichtlich einer maximal zulässigen elektrischen Spannung charakterisiert. Als Kriterium dient dabei ein offensichtliches Bauteilversagen aufgrund eines irreversiblen elektrischen Kurzschlusses mit einem elektrischen Strom $I_{el} \geq 1$ μ A. Die so ermittelte Durchbruchspannung weist einen Wert von $U_{db} = (56 \pm 11)$ V auf. Als Ort des Durchbruchs kommen sowohl der Elektrodenspalt als auch das Dielektrikum in Betracht.

Mit dem Wissen zur Größe der Spaltabstände aus Ionenstrahlschnitt-Untersuchungen ergibt sich aus der Durchbruchspannung im Simulationsmodell (s. Abbildung 5.6b) eine maximale Feldstärke im Bereich von $E_{feld} \approx 4,5 \cdot 10^8$ V/m. Das Maximum tritt im Bereich der Senke der V-Grube auf und korreliert erwartungsgemäß mit geometrischen Spitzen. Mikrorauheiten werden in dem referenzierten FEM-Modell nicht berücksichtigt und können das elektrische Feld lokal weiter erhöhen. Ebenso sind insbesondere die Radien von geometrischen Rundungen im Modell eine Näherung und können tatsächliche Werte möglicherweise um eine Größenordnung unterschreiten.

Die Feldstärke im Dielektrikum erreicht Werte im Bereich $E_{feld} \approx 1,8 \cdot 10^8$ V/m. Diese Feldstärke wird aufgrund von Messung gleichartiger Schichten als unkritisch eingeschätzt. Die Belastungsfähigkeit wird folglich durch den Elektrodenspalt bestimmt und liegt im Bereich der Erwartungen aufgrund von Literaturwerten, die in Abschnitt 2.4 vorgestellt wurden. Die Messungen scheinen insbesondere vor diesem Hintergrund plausibel.

6.5.6. Parasitäre Stromflüsse

Für einen elektrostatischen Aktor ist der Strom im statischen Zustand unabhängig von der Spannung und theoretisch $I_{el} = 0$. Die in der Praxis dennoch auftretenden Ströme werden parasitären Strompfaden zwischen den Elektroden zugeordnet, wie sie entlang von Oberflächen oder durch Dielektrika entstehen. Zusätzliche Anteile können insbesondere bei hohen Feldstärken an den Elektroden durch den Tunnelstrom generiert werden. Bei den Varianten mNED und oNED können demnach unterschiedliche Widerstandswerte gefunden werden, da sich sowohl die Oberflächenpfade ändern als auch das Dielektrikum im Spalt zwischen den Elektroden ein anderes ist. Analoge Aussagen gelten für die verschiedenen Ansteuerungsarten (s. Abschnitt 6.4).

Anhand der ermittelten Widerstandswerte lässt sich eine Einordnung der Aktoren hinsichtlich des Zustandes durchführen. Die aus dem Produkt von Strom und Spannung berechnete Wärmeleistung erlaubt zudem die Abschätzung der thermischen Anregung (vgl. Abschnitt 6.5.3). In jedem Fall sind demnach möglichst geringe Stromflüsse angestrebt. Die für fehlerfreie Aktoren mit einer aktiven Fläche $A < (2000 \times 40) \mu\text{m}^2$ ermittelten Widerstandswerte liegen in der Größenordnung von mehreren Gigaohm. Bei einer typischen Antriebsspannung von $U = 30 \text{ V}$ entspricht dies einem Strom von $I_{el} < 30 \text{ nA}$.

Diskussion der Strom-Spannungs-Charakteristik

Typische Strom-Spannungs-Kennlinien eines Aktors bei Raumtemperatur und unregelter Luftfeuchte ($\vartheta \approx 22 \text{ }^\circ\text{C}$, $rF \approx 55 \text{ \%}$) zeigt Abbildung 6.13a für die drei verschiedenen Ansteuerungsarten. Der Beitrag der Messtechnik zu den parasitären Stromflüssen kann mit ermittelten Stromflüssen im Bereich einiger Zehn Picoampere vernachlässigt werden. Bei den Messungen wurde die Spannung ausgehend von null auf den Maximalwert gesteigert und dann schrittweise mit der gleichen Geschwindigkeit erneut auf null reduziert. Die Wartezeit zwischen den einzelnen Spannungsstufen betrug $t_a = 200 \text{ ms}$.

Die Absolutwerte des Stroms liegen für dieses fehlerfreie Bauelement im Bereich einiger Zehntel Nanoampere. Die Unterschiede zwischen den Ansteuerungsarten erscheinen vor dem Hintergrund der sich dann ebenfalls unterscheidenden parasitären Strompfade plausibel. Beispielsweise wird der parasitäre Stromfluss durch das Volumen des Dielektrikums bei der Ansteuerung OEUE maximiert, da dann die mit einem elektrischen Feld beaufschlagte Fläche ebenfalls maximiert ist.

Der in Abbildung 6.13a sichtbare Nulldurchgang der Stromwerte für $U \approx 7 \text{ V}$ und negativen Gradienten $\partial U / \partial t < 0$ wird als ein Hinweis auf das vermutete Ladungsfangen im Aktor gewertet. In weiteren Messungen wurde deutlich, dass der Spannungswert am Nulldurchgang eine Funktion des Absolutwertes des Gradienten, mithin der Größe der Wartezeit t_a ist und damit nicht ohne Weiteres mit dem aus mechanischen Kennlinien ermittelten Wert U_{vs} korreliert werden kann. Als Ort der verursachenden gefangenen Ladungen kommen einzig das verwendete Dielektrikum Al_2O_3 respektive zugehörige Grenzflächen in Betracht. Im Aktor wird dabei die Summe der innerhalb des Dielektrikums lokalisierten und an dessen Oberfläche adsorbierten Ladungen wirksam. Die Gesamtwirkung wird dabei erheblich von der Temperatur beeinflusst, was durch die temperaturabhängigen Mobilitäten der Ladungsträger verständlich erscheint. Dedizierte Messungen auf Ladungsfangen für das verwendete Dielektrikum weisen gefangene Ladungen prinzipiell nach, wobei bereits zahlreiche Abhängigkeiten, beispielsweise von einer Temperung mit Wasserstoff, beobachtet wurden [107]. Eine abschließende Bear-

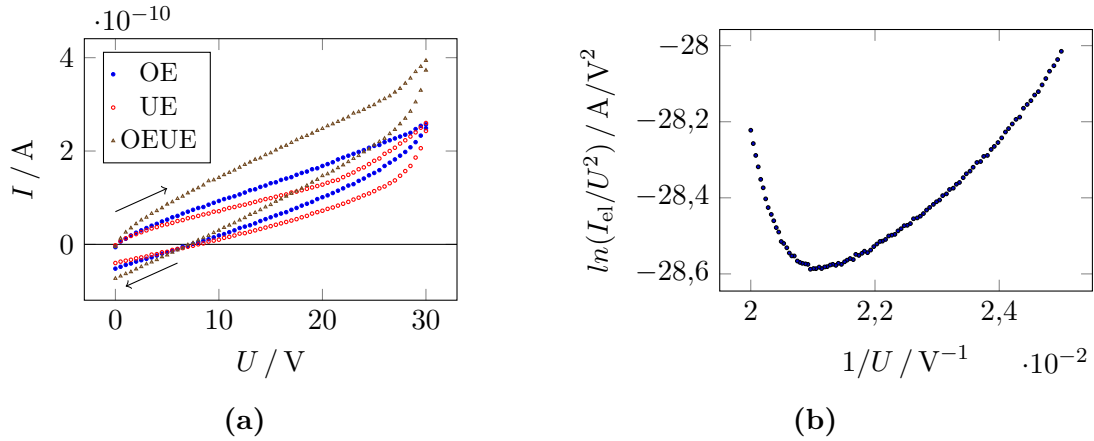


Abb. 6.13.: Darstellungen zur Charakterisierung parasitärer Stromflüsse: **a:** Typische Strom-Spannungs-Kennlinien einer Probe mit V-Geometrie für die drei verschiedenen Ansteuerungsarten; **b:** Auftragung einer exemplarischen Strom-Spannungsmessung in einer Darstellung entsprechend der Fowler-Nordheim-Theorie; ein negativer Anstieg im Bereich hoher elektrischer Spannungen ($U > 48$ V entsprechend $1/U \approx 2,06 \text{ V}^{-1}$) ist ein Hinweis auf den Mechanismus der Feldemission; Messungen mit Keithley SMU

beitung der Problematik zu den gefangenen Ladungen erfolgt aufgrund des enormen Umfangs nicht in dieser Arbeit.

Eine Möglichkeit zur Identifikation der Art der Ströme in Abbildung 6.13a bietet die Auftragung von $\ln(I_{el}/U^2)$ über $1/U$ (vgl. Abschnitt 2.4.1). Abbildung 6.13b zeigt eine derartige Darstellung. Für diese Messung wurde nach jeder Spannungserhöhung vor der Strommessung eine Wartezeit entsprechend $t_a = 60$ s eingefügt. Dadurch kann ein vergleichsweise statischer Endzustand angenommen werden. In guter Näherung ist ein linearer Verlauf mit negativem Anstieg für hohe Spannungen $U > 48$ V erkennbar. Dies ist ein Hinweis auf die Feldemission (*Fowler-Nordheim-Tunneln*) als dominierende Ursache des Stromflusses für diese hohen Spannungen (vgl. Abschnitt 2.4.1).

Einfluss der Atmosphäre

Der Widerstandswert für ein fehlerfreies Bauelement wird erheblich von den Bedingungen der Atmosphäre beeinflusst. Die untersuchten Einflüsse von Lufttemperatur und relativer Luftfeuchte zeigen qualitativ den gleichen Einfluss eines steigenden Stromwertes bei Erhöhung des jeweiligen Parameters (s. Abb. 6.14a und 6.14b). Der überproportionale Zusammenhang kann der thermischen Begünstigung der Feldemission zugeschrieben werden. Für die Luftfeuchte sind die Zusammenhänge deutlich komplizierter und sollen an dieser Stelle nicht ausgeführt werden. Es ist jedoch neben der reinen Beeinflussung der Atmosphäre im Elektrodenspalt auch ein Einfluss des hygroskopischen Dielektrikums Al_2O_3 zu berücksichtigen. Letzteres führt durch eine lokale Erhöhung der Feuchte zu einer Begünstigung der Feldemission über adsorbierte und ionisierte Wassermoleküle [90]. Es wird für die quantitative Auswertung der Messung lediglich festgehalten, dass ein Wert von $I_{el} = 1 \text{ } \mu\text{A}$ bei einer Spannung von 30 V bis zu einer relativen Luftfeuchte von $rF = 80 \text{ } \%$ bei $\vartheta = 50 \text{ } ^\circ\text{C}$ nicht überschritten wurde. Für Standard-Umgebungsbedingungen sind demnach keine besonderen Maßnahmen hinsichtlich Atmosphäre, wie etwa Kapselung, vorzusehen, um die Stromgrenzen der Aktoren einzuhalten.

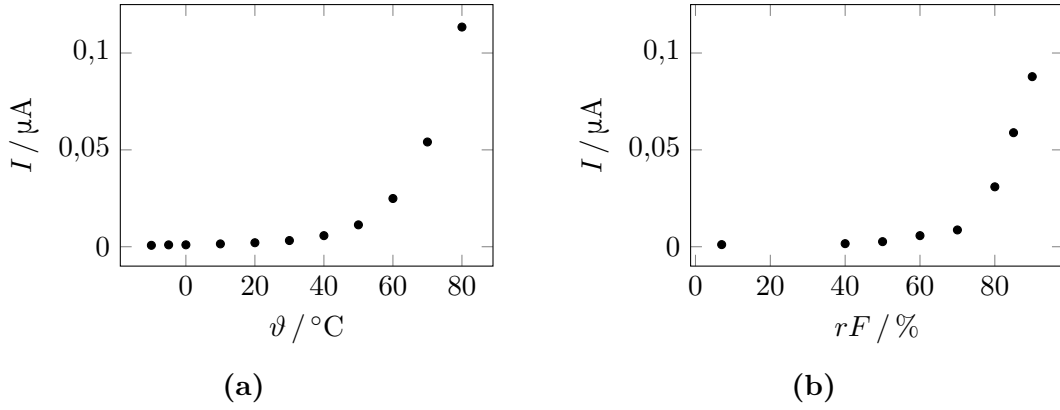


Abb. 6.14.: Messungen zum Einfluss der Atmosphäre auf elektrische Kennlinien: **a:** Zusammenhang zwischen Strom und Temperatur bei einer relativen Luftfeuchte $rF < 10 \%$ ($U = 50 \text{ V}$); **b:** Zusammenhang zwischen Strom und relativer Luftfeuchte bei einer Temperatur von $\vartheta = 50 ^{\circ}\text{C}$ ($U = 30 \text{ V}$); Mittelwerte aus drei Messungen; Messungen mit Keithley SMU

6.5.7. Elektrische Kapazität des Aktors

Zur weiteren Validierung der Simulationsmodelle wurde die Aktorkapazität aus quasistatisch aufgenommenen Strom-Spannungs-Kennlinien mittels der Agilent SMU ermittelt. Dazu wird eine dominierende Blindleistung bei rein kapazitiver Last angenommen. Mit den frequenzabhängigen Werten von Strom und Spannung lässt sich über den Blindwiderstand auf die jeweils umgeladene Kapazität schließen. Durch Vergleich verschiedener Aktorlängen kann der Einfluss der verwendeten Messtechnik isoliert werden und ein Wert für einen Millimeter Balkenlänge von $C_{\text{mm}} = (6,5 \pm 6) \text{ pF}$ bei einer Antriebsspannung von $U = 5 \text{ V}$ ermittelt werden. Dieser Messwert umfasst dabei neben den elektrischen Feldern *im* Aktor auch weitere Felder aufgrund des inhomogenen Längsschnittes eines Balkens (vgl. Parameter v_b), sowie insbesondere auch parasitäre Felder zum umgebenden Rahmen. Eine signifikante Spannungsabhängigkeit der Kapazitäten wurde im Bereich ($0 < U \leq 10$) V nicht deutlich.

In der Simulation kann ein Vergleichswert von $C_{\text{mm}} = 4,7 \text{ pF}$ für $U = 30 \text{ V}$ ermittelt werden. Der zur Messung um etwa 27 % verringerte Wert ist aufgrund der zusätzlichen, im 2D-Modell des FEM-Modells nicht berücksichtigten äußeren und parasitären Streufelder, stimmig.

6.6. Weitere Geometrien

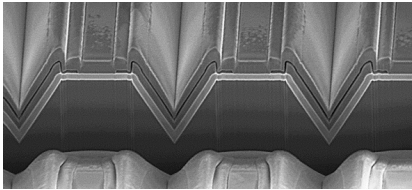
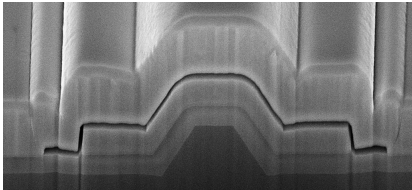

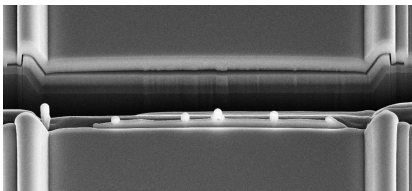
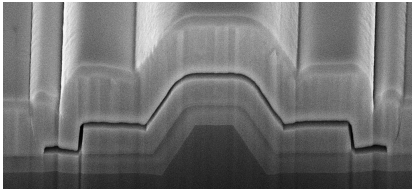
Die Ergebnisse im vorangegangenen Abschnitt bezogen sich stets auf eine V-Geometrie, wie sie in Abbildung 6.6 dargestellt und detailliert beschrieben ist. Bereits im Kapitel 3 zu den theoretischen Modellen und im Kapitel 5 zur Simulation wurde eine starke Geometrieabhängigkeit des neuartigen Aktoreffektes hervorgehoben. Die Bestätigung kann hier anhand von Messungen verschiedener, gefertigter Geometrien gegeben werden. Eine Übersicht der Geometrien und zugehöriger Ergebnisse zur aktiven Krümmung zeigt Tabelle 6.3, in welcher ausschließlich die Koeffizienten zur Beschreibung des neuartigen NED-Effektes gegenübergestellt sind. Die Wahl der Referenz fiel auf die V-Geometrie, da diese am umfangreichsten untersucht wurde. Demnach konnte der anhand der aktiven Krümmung bemessene Aktoreffekt mit der M-Geometrie der zweiten Generation bereits um den Faktor 5,3 gegenüber der gewählten Referenz gesteigert werden. Eine weitere

Leistungssteigerung ist durch die optimierten Geometrien zu erwarten (s. Abschnitt 5.7.3).

Es sei angemerkt, dass sich die maximal zulässigen elektrischen Antriebsspannungen der Geometrien unterscheiden. Dies ist bei einem reinen Vergleich über den dargestellten Koeffizienten P_2 zu beachten. Die Geometrien unterscheiden sich auch in der passiven Krümmung aufgrund der Eigenspannungen der verwendeten Schichten, liegen jedoch höchstens um den Faktor zwei respektive Teiler zwei um die gewählte Referenz.

Aus den Messdaten und den Geometrieparametern lässt sich nach Abschnitt 3.2.2 ein äquivalentes Dehnungsmodul ermitteln. Mit der Gleichung (3.28) ergibt sich ein Wert von $d_{31,\text{aeq}} = 3,5 \cdot 10^{-13} \text{ m V}^{-1}$ für die optimierte M-Geometrie bei $U = 53 \text{ V}$. Im Vergleich dazu ermitteln *Mortet et al.* [124] einen Wert von $d_{31} = 1,9 \cdot 10^{-12} \text{ m V}^{-1}$ für das piezoelektrische Material Aluminiumnitrid, welches zu Halbleiterprozessen kompatibel ist. Folglich kann ein optimierter NED-Aktor unter diesem Gesichtspunkt und insbesondere bei weiterer Leistungssteigerung perspektivisch eine Alternative zu AlN-basierten Aktoren sein.

Tab. 6.3.: *Übersicht der gefertigten Geometrien:* Die Darstellungen zeigen beispielhafte REM-Aufnahmen der entsprechenden Geometrien. Angegeben ist jeweils der Koeffizient, welcher sich aufgrund des neuartigen Aktoreffektes ergibt.

Bezeichnung / Bild	Charakterisierung $P_2 / \text{m}^{-1} \text{V}^{-2}$	Normiert	Anmerkungen
V-Geometrie			
	$(1,688 \pm 0,058) \cdot 10^{-5}$	1,0	Referenz, $U < 56 \text{ V}$ $d_{\text{el}} = 200 \text{ nm}$
M-Geometrie			
	$-(1,033 \pm 0,095) \cdot 10^{-5}$	-0,61	$d_{\text{el}} = 200 \text{ nm}$, $U < 80 \text{ V}$
B-Geometrie			
	$-(3,223 \pm 0,074) \cdot 10^{-5}$	-1,9	$d_{\text{el}} = 400 \text{ nm}$, $U < 45 \text{ V}$
D-Geometrie			
	$(6,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$	3,8	$d_{\text{el}} = 200 \text{ nm}$, $U < 15 \text{ V}$, Unsicherheit von einzelner Probe geschätzt
M-Geometrie			
	$-(8,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$	-5,3	zweite Generation $d_{\text{el}} = 300 \text{ nm}$, $U < 60 \text{ V}$, Unsicherheit von einzelner Probe geschätzt

6.7. Effizienz und Effektivität

Die Ergebnisse aus den Abschnitten 6.5.3, 6.5.4 und 6.5.7 erlauben eine Ermittlung der Kennwerte Effizienz und Effektivität. Aufgrund der in den genannten Abschnitten dargestellten stets hohen Übereinstimmungen können auch hier die Werte aus der Simulation in der erwarteten Größenordnung erreicht werden.

Anhand eines konkreten Zahlenbeispiels sollen die Effizienz und die Effektivität berechnet werden. Dabei werden die Unsicherheiten der Messwerte zur Förderung Übersichtlichkeit hier vernachlässigt. Die Betrachtung beschränkt sich dabei auf die kleinste Aktoreinheit, also eine einzelne Aktorzelle. Folgende Werte können mit den Charakterisierungsergebnissen ermittelt werden:

$$E_{\text{el}} = \frac{1}{2} \cdot 65 \text{ fF} \cdot 30^2 \text{ V}^2 = 29 \text{ pJ} \quad (6.11)$$

$$E_{\kappa, 2\text{PB}} = \frac{3}{8} \cdot 156 \cdot 10^{-10} \text{ N m}^2 \cdot 10 \mu\text{m} \cdot (0,015 \text{ m}^{-1})^2 = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ pJ} \quad (6.12)$$

Aus diesen Werten folgt näherungsweise für die Effizienz nach Gleichung (3.41):

$$\eta = \frac{1,3 \cdot 10^{-5} \text{ pJ}}{8 \left(\frac{4}{3} 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ pJ} + 29 \text{ pJ} \right)} = 5,6 \cdot 10^{-8} \quad (6.13)$$

Für die messtechnisch nicht in ihrer Gesamtheit erfassbare mechanische Energie des Aktors wurde die Energie der reinen Biegung angenommen. Aus den Erfahrungen der Simulation (s. Abschnitt 5.6.5) gilt für die tatsächlich in den Aktor eingebrachte mechanische Gesamtenergie etwa die Größenordnung $E_{\text{m}} \approx 10^3 E_{\kappa, 2\text{PB}}$. Aufgrund des weiteren Verhältnisses $E_{\text{el}} \gg E_{\text{m}}$ hat der Wert der mechanischen Energie für das Ergebnis in (6.13) jedoch einen vernachlässigbaren Einfluss. Entsprechend den bisherigen Aussagen kann die mechanische Effizienz η_{m} nicht messtechnisch ermittelt werden.

Im Vergleich zu den in Abbildung 5.10a dargestellten Werten ist der Wert in (6.13) um den Faktor 0,37 verringert. Dies ist aufgrund der geringeren gemessenen Biegesteifigkeit (Faktor 0,8) sowie aufgrund der Breitenskalierung entsprechend dem Parameter v_{b} (Faktor $(2/3)^2$) plausibel.

Für die Effektivität gilt nach Gleichung (3.43) unter Berücksichtigung derselben Messwerte wie zuvor:

$$A_{\text{akt}} = (10 \times 60) \mu\text{m}^2 = 600 \mu\text{m}^2 \quad (6.14)$$

$$\gamma_{\text{A}} = \frac{1,3 \cdot 10^{-5} \text{ pJ}}{4 \cdot 600 \mu\text{m}^2} = 5,5 \frac{\text{nJ}}{\text{m}^2} \quad (6.15)$$

Ohne explizite Darstellung gilt für $U = 60 \text{ V}$:

$$\eta = 2,4 \cdot 10^{-7} \quad (6.16)$$

$$\gamma_{\text{A}} = 92,2 \frac{\text{nJ}}{\text{m}^2} \quad (6.17)$$

Es wird deutlich, dass der Wert der Antriebsspannung erheblichen Einfluss auf die Kennwerte eines Aktors hat (vgl. auch Abschnitt 5.6.5). Insbesondere sind dadurch und durch Verwendung einer optimierten Geometrie (s. Abschnitt 5.7.3) Steigerungen der Effizienz und Effektivität um 3 respektive 4 Größenordnungen gegenüber den Ergebnissen in (6.13) und (6.15) theoretisch möglich.

6.8. Zusammenfassung

Als wichtiges Ergebnis der vorgestellten Charakterisierungsergebnisse konnte der neuartige Aktoreffekt anhand der Messdaten nachgewiesen werden. Dieser dominiert zudem alle weiteren parasitären Effekte, die zu einer aktiven Krümmung der Aktoren führen. Es konnte weiterhin in jedem der untersuchten Teilbereiche eine Validierung der Simulationsmodelle erreicht werden. Dies ist ein bedeutsamer Umstand für die zukünftige weitere Entwicklung und Anwendung der neuartigen Aktorklasse.

Eine starke Abhängigkeit des neuartigen Aktoreffektes von der Elektrodengeometrie wurde an verschiedenen hergestellten und charakterisierten Strukturen nachgewiesen. Der wechselnde Einfluss von Eigenspannungen in den verwendeten Materialien wurde aufgezeigt. Bezüglich der Kraft und Biegesteifigkeit konnten Übereinstimmungen zur Theorie gefunden werden. In diesem Zusammenhang wurden außerdem Erkenntnisse gewonnen, die beispielsweise eine Unabhängigkeit der Biegesteifigkeit von einer Ansteuerung belegen. Die Messungen zur Zuverlässigkeit unterstreichen die herausragenden mechanischen Eigenschaften der Aktoren und prädestinieren diese für Anwendungen mit hohen Anforderungen an konstante mechanische Parameter.

Im Bereich der elektrischen Charakterisierungsergebnisse konnte die elektrostatische Natur des Aktors mit besonders niedrigem Stromfluss im angestrebten statischen Betrieb für die hergestellten Aktoren nachgewiesen werden. Abhängigkeiten der elektrischen Eigenschaften von Umgebungsbedingungen runden die Charakterisierung ab. Es ist ergänzend zu konstatieren, dass hinsichtlich des vermuteten Ladungsfanges noch weitere Untersuchungen notwendig werden, um eine endgültige Ursachenklärung herbeiführen zu können.

7. Anwendungsbeispiel der neuartigen Aktorklasse

Die Erkenntnisse der vorhergehenden Kapitel wurden in einem Anwendungsbeispiel der neuartigen Aktorklasse umgesetzt. Als Anwendung wurde willkürlich und in Anlehnung an einige Kompetenzen des Fraunhofer IPMS ein Kippspiegel gewählt.

In diesem Kapitel werden zwei Generationen eines Kippspiegeldemonstrators vorgestellt. Die erste Generation dient vorrangig dem Nachweis der prinzipiellen Eignung der neuartigen NED-Aktoren für eine Anwendung in einem Kippspiegel. Für die zweite Generation werden konkrete Anforderungen eines Anwendungsfalls derartiger Kippspiegel berücksichtigt, woraus ein erheblicher Mehraufwand im Entwurf und der Fertigung resultiert. Der Anwendungsfall entspricht einer Verwendung in einem System zur Bildprojektion.

Beide Generationen werden hier beschrieben. Bereits vorliegende Ergebnisse der ersten Generation sind in einem folgenden Abschnitt dargestellt.

7.1. Anforderungen

Die Anforderungen an die erste Generation beschränken sich auf den Nachweis einer prinzipiellen Eignung der NED-Aktoren als Antrieb für einen Kippspiegel. Demnach soll eine quasistatische Kippbewegung der Spiegelplatte mithilfe von Balkenaktoren bewirkt werden.

Für die zweite Generation orientieren sich die Anforderungen am Anwendungsfall der Bildprojektion mit hoher Bildqualität, die hier maßgeblich durch die Auflösung bestimmt sein soll. Es wird für die Projektion ein System bestehend aus einem schnellen resonanten (1. Achse, SA, $f_{\text{res}} = 38 \text{ kHz}$) und einem langsamen quasistatischen Spiegel (2. Achse, LA) angestrebt. Für die schnelle Achse ist der Einsatz eines konventionellen elektrostatischen Kippspiegels mit Kammantrieb (s. Abschnitt 1.1.1) vorgesehen. Die langsame Achse soll durch den hier beschriebenen Kippspiegel der zweiten Generation gebildet werden. Auf Basis des in Abbildung 7.1a dargestellten Schemas des Projektionssystems können die geometrischen Randbedingungen festgelegt werden.

Zu diesen Randbedingungen zählt die Größe der Spiegelplatte, die größer als der Strahldurchmesser ausfallen soll. Durch die Verwendung als zweite Achse ist es zudem hilfreich, eine parallel zur Torsionsachse längliche Spiegelplatte vorzusehen. Auf diese projiziert der Spiegel der ersten Achse ein Linienmuster. In Verbindung mit dem mechanischen Auslenkwinkel der Spiegelplatte bestimmt die Größe der Spiegelplatte zudem die mögliche Auflösung der Projektion des Systems [125, 126]. Für die Projektion ist eine Bildwiederholfrequenz von 50 Hz angestrebt. Dies kann für eine hohe Bildqualität mit einem quasistatischen Regime der langsamen Achse realisiert werden, die zudem einen geeigneten Bewegungsverlauf der Kippung aufweist. Im Falle eines solchen geeigneten zeitlich dreieckförmigen Verlaufs ist dann eine Frequenz von 25 Hz ausreichend, da in einer Periode das Bild zweimal projiziert werden kann.

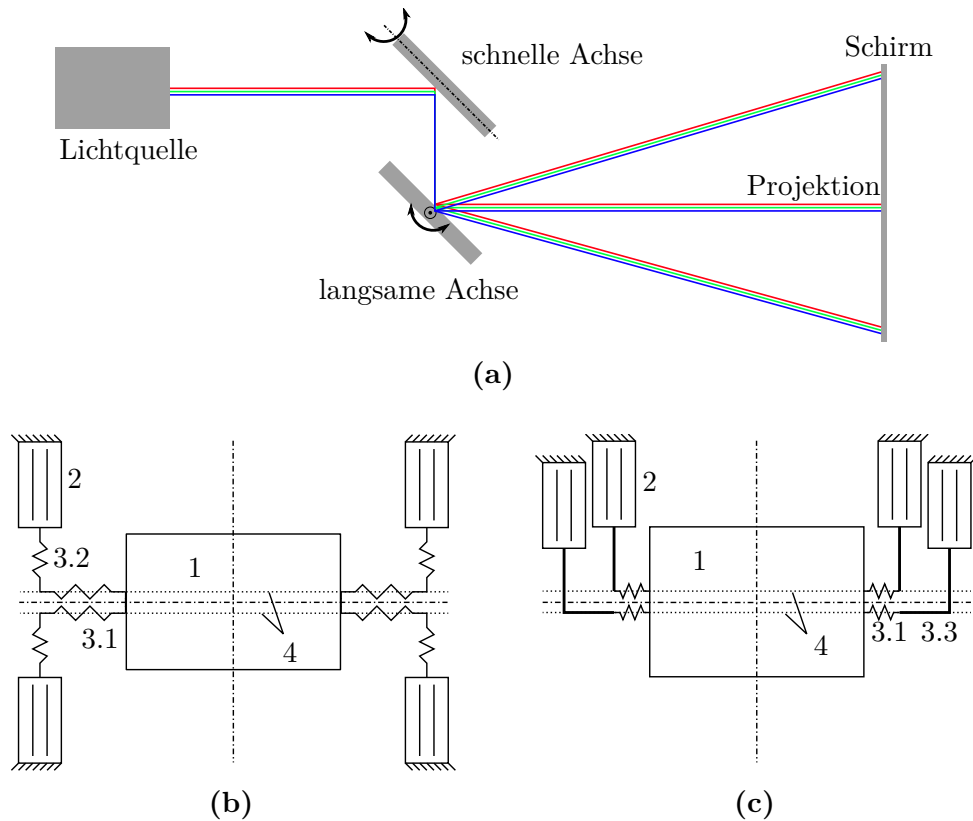


Abb. 7.1.: Darstellungen zum Kippspiegeldemonstrator: **a:** schematische Abbildung des Projektionssystems aus einem schnellen resonanten Kippspiegel (SA) und einem langsamen quasistatischen Kippspiegel (LA) mit größerer Apertur; **b:** Abstraktion des Kippspiegeldemonstrators, (1) Spiegelplatte, (2) Biegeaktoren, Torsionsfeder (3.1), Biegefeder (3.2), Versteifung (3.3), die horizontale Symmetrielinie verläuft parallel zu den Torsionsachsen (4); **c:** wie in b, jedoch mit asymmetrischer Gestaltung

Eine Übersicht der hier gewählten Anforderungen an einen Kippspiegel für die Bildprojektion zeigt Tabelle 7.1.

Tab. 7.1.: Übersicht Zielparameter Demonstrator

Zielparameter	Wert
mechanischer Auslenkwinkel Θ	$\pm 9^\circ$
Spiegelabmessungen	$> \varnothing 1100 \mu\text{m}$
Regime	quasistatisch für 50 Hz Bildwiederholfrequenz

7.2. Beschreibung

Der Antrieb der Kippspiegeldemonstratoren wird jeweils mit Balkenaktoren realisiert. Deren Abmessungen werden in einem konservativen Ansatz auf der verfügbaren Fläche innerhalb der durch die Technologie vorgegebenen Bauelementfläche maximiert. Dadurch ergeben sich sowohl hohe Aktorkräfte als auch hohe Auslenkungen, wodurch die

zur Verfügung stehende Energie für die Anwendung ebenfalls maximiert wird (Gesetzmäßigkeiten nach Abschnitt 2.3).

Abbildung 7.1b (s. auch Abbildung 7.2a) zeigt eine Abstraktion eines Kippspiegelbauelements mit den Komponenten: Spiegelplatte, Aktoren und Koppelementen. Der schematische Aufbau ist doppelt symmetrisch mit einer zentrisch angeordneten Spiegelplatte. Die Kopplung der Aktoren an die Spiegelplatte erfolgt nahe deren jeweiliger Torsionsachse, um einen großen Faktor zwischen Auslenkung des freien Aktorendes und Auslenkung des Spiegelrandes entsprechend einer Hebelübersetzung zu erreichen. Als Kopplungselemente kommen Torsionsfedern zum Einsatz. Bei Aktuierung jeweils zwei nebeneinander angeordneter paralleler Aktoren, mit einer Bewegung senkrecht zur Abbildungsebene, erfolgt eine Kippung des Spiegels. Für die entgegengesetzte Kippbewegung müssen entsprechend die gegenüber angeordneten Aktoren angesteuert werden. Die Rückstellkräfte werden passiv durch die elastischen Eigenschaften der Materialien aufgebracht. In jedem Fall befindet sich die Torsionsachse der Spiegelplatte jeweils etwa an der Lage der Koppelfedern der nicht angesteuerten Aktoren. Dies bedeutet, dass die Torsionsachse nicht wie bei herkömmlichen Ansätzen eine konstante Lage relativ zur Spiegelplatte aufweist, sondern sich um etwa den Abstand der Koppelemente zueinander im Betrieb dynamisch verschiebt. Diese Verschiebung liegt in der Größenordnung von zehn bis einigen Zehn Mikrometern. Für die angestrebte Anwendung der Projektion mit dem gezeigten Aufbau ist dies hier vernachlässigbar.

Aufgrund der zu erwartenden Vorverkrümmung der Aktoren sind bei einem doppelt symmetrischen Aufbau des Bauelements mechanische Instabilitäten zu erwarten, die mit Zugkräften in den Torsionsfedern korreliert werden können. Die Instabilitäten werden aufgrund von Störungen respektive unvermeidlicher Abweichungen in der Symmetrie eines praktisch realisierten Bauelements sichtbar. Sie sind dabei umso deutlicher ausgeprägt, je größer die Vorauslenkung der Aktoren ist. Bei angenommener konstanter Vorverkrümmung ist demnach die Länge der Aktoren von entscheidendem Einfluss (s. Gleichung (2.7)). Einige Varianten der Demonstratoren besitzen zur Vermeidung der Instabilitäten Biegefedern in den Kopplungselementen (s. Abbildungen 7.1b), sodass die erwähnten Zugkräfte aufgenommen werden können.

Die flächigen Aktoren der Demonstratoren können als Parallelschaltung vieler einzelner Balkenaktoren verstanden werden. Es ist eine Unterbrechung der lateralen Ausdehnung der oberen Elektroden in Breitenrichtung vorgesehen, um nachteiligen Deformationen aufgrund von Eigenspannungen entgegenzuwirken (vgl. Abschnitte 5.6.2 und 6.5.2). Die sich ergebenden Aktorstreifen sind in Gruppen zusammengefasst und getrennt ansteuerbar. Dies begünstigt die Fehlertoleranz gegenüber lokalisierten Kurzschlüssen auf den Aktoren zur Erhaltung der prinzipiellen Leistungsfähigkeit. Eine solche Unterteilung ist zudem aus technologischer Sicht zur Ermöglichung der Opferschichtentfernung (s. Abschnitt 4.2) förderlich.

Besonderheiten der zweiten Generation

Für die Demonstratoren der zweiten Generation sind die Torsionsfedern hinsichtlich der Länge, Dicke und dem Abstand zur Symmetrieachse des Bauelements unter verschiedenen zulässigen Parametern optimiert. Mit gegebenen Aktorauslenkungen und -kräften wird dadurch ein maximaler mechanischer Auslenkwinkel Θ der Spiegelplatte bewerkstelligt. Gleichzeitig sind in der zweiten Generation auch erstmalig die optimierten Geometrien aus Abschnitt 5.7.3 umgesetzt, sodass insgesamt ein leistungsfähiger Kippspiegel entsteht.

In einer Variante der Aktoren sind sich in der Krümmungsrichtung unterscheidende Geometrien auf ein und demselben Aktor nebeneinander angeordnet. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit eine aktive Krümmung sowohl mit positiven als auch mit negativen Vorzeichen zu bewirken. Das dynamische Verhalten des Bauelementes kann auf diese Weise vorteilhaft beeinflusst werden, da zusätzlich ein aktives Rückstellen respektive ein Bremsen der Bewegungen des Aktors umsetzbar ist. Die maximale Leistungsfähigkeit im statischen Regime wird aufgrund unterschiedlicher Werte der Geometrien für positive und negative Krümmungen (s. Abschnitt 5.7) jedoch nachteilig beeinflusst, wenn als Referenz ein Aktor mit der leistungsfähigeren Geometrie herangezogen wird. Je nach spezieller Anwendung muss demnach zwischen erwarteter verbesserter Dynamik und maximaler statischer Leistungsfähigkeit abgewogen werden.

Eine weitere Variante der Demonstratoren ist zudem asymmetrisch ausgeführt. Dabei sind die Aktoren gleichsinnig angeordnet (s. Abbildungen 7.1c und 7.2b). Ein derartiger Aufbau vermeidet die Ursache von Instabilitäten aufgrund der Vorverkrümmung der Aktoren (s. oben), weshalb keine Biegefedern in den Kopplungselementen notwendig sind. Stattdessen sind Versteifungen implementiert, um eine adäquate Übertragung der Aktorbewegung auf die Spiegelplatten zu gewährleisten. Zusätzlich entstehen nicht detailliert erläuterte Vorteile bei der Gestaltung des Strahlenganges (s. Abbildungen 7.1a) aufgrund des näher am Bauelementrand platzierten Spiegels. Als nachteilig ist jedoch der für einen Spiegel verfügbare Platz anzuführen, wobei allgemein eine möglichst große Spiegelfläche für hohe Auflösungen respektive hohe Bildqualitäten hilfreich ist [125, 126].

Die Aktoren des Demonstrators der zweiten Generation sind durch offene Gräben entsprechend den Gruppierungen der Elektrodenstreifen in Teilaktoren getrennt, die nahezu vollständig mechanisch unabhängig sind. Dies wirkt einer parasitären Vorverkrümmung senkrecht zur Längsausdehnung der Aktoren entgegen.

Für eine möglichst hohe Reflektion der Spiegelplatte im sichtbaren Spektralbereich des Lichtes, ist diese mit einer Aluminiumschicht verspiegelt.

Die Abbildung 7.2 zeigt die Gestaltung der zweiten Generation schematisch. Die elektrischen Zuführungen der Aktoren sind auf einer Seite des Bauelements gruppiert, um eine Beeinflussung des Strahlenganges durch die Verdrahtung zu minimieren. Die rechteckige Spiegelplatte ist günstig für einen Aufbau des Projektors bestehend aus zwei einzelnen Kippspiegeln (s. oben).

Insgesamt weisen die Demonstratoren der zweiten Generation einen deutlichen Mehraufwand gegenüber der ersten Generation auf. Dies betrifft nicht nur den Entwurfs- sondern auch den Fertigungsprozess. Dadurch erscheint die Fertigung einer ersten Generation für den Nachweis der Eignung gerechtfertigt. In den vorgestellten Überlegungen wurde das dynamische mechanische Verhalten nicht berücksichtigt. Insbesondere wurde weder eine dynamische Deformation der Spiegelplatte [109] noch eine Dämpfung modelliert.

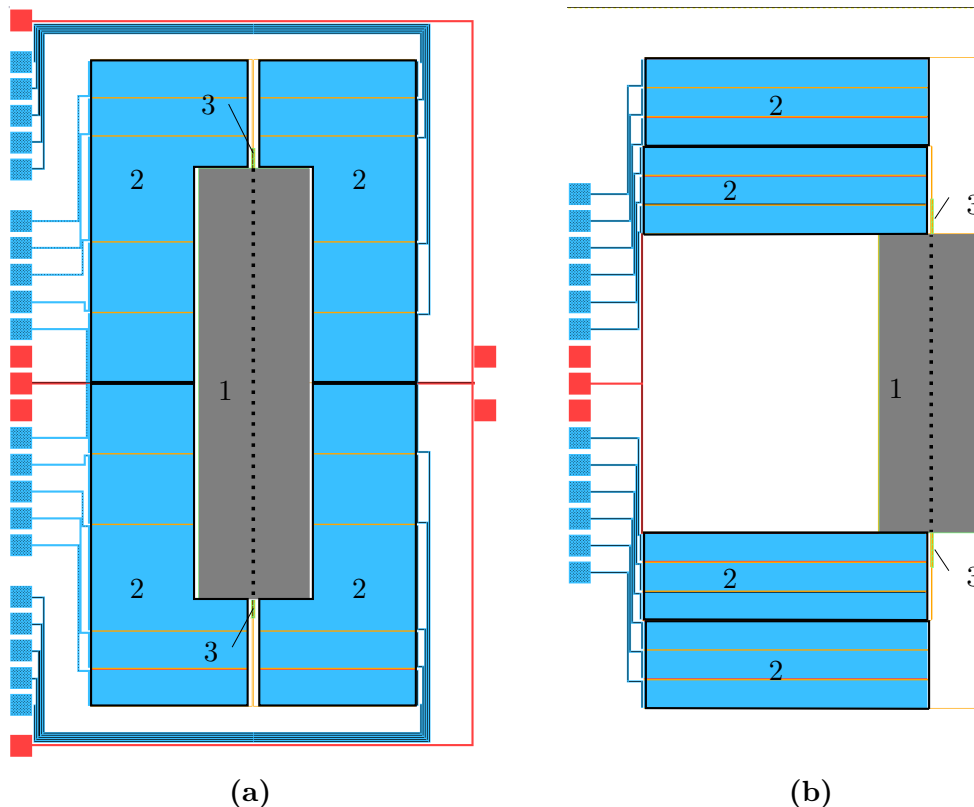


Abb. 7.2.: Details zum Kippspiegeldemonstrator der zweiten Generation: Jeweils in Draufsicht: (1) Spiegelplatte, (2) Aktoren, (3) Koppelemente, die Torsionsachse ist durch die unterbrochene Linie angedeutet **a:** doppelt symmetrischer Aufbau; **b:** einfach symmetrischer Aufbau, Spiegelplatte nahe am Bauelementrand, was sich positiv auf die Gestaltungsmöglichkeiten des Strahlengangs auswirkt; die verschiedenen Farben korrelieren mit verschiedenen Maskenebenen in der Technologie

7.3. Ergebnisse und Erkenntnisse

Die Demonstratoren der ersten Generation konnten als gefertigte Bauelemente im Rahmen dieser Arbeit charakterisiert werden. Dazu wurden sie analog zu dem in Abschnitt 6.2 beschriebenen Vorgehen aufgebaut. Die gewonnenen Erkenntnisse und die Messergebnisse seien im Folgenden vorgestellt.

Passives mechanisches Verhalten

Die Abbildung 7.3a zeigt einen Demonstrator in der Draufsicht eines zusammengesetzten Mikroskopbildes. Darin sind die vier Aktoren (Länge 4 mm), die Spiegelplatte (Durchmesser 1 mm) sowie die elektrischen Zuleitungen und Kontaktflächen zu erkennen. Der aktive Bereich der Aktoren ist bis unmittelbar zu den Koppelementen ausgedehnt. Demnach folgt der Aktor der näherungsweise kreisförmigen Spiegelplatte. Aufgrund einer konsequent symmetrischen Gestaltung des Bauelementes als Ganzes sind die Aktoren auch auf der zum Bauelementrand zugewandten Seite entsprechend der Spiegelform ausgespart. Die Abbildung 7.3 zeigt eine REM-Aufnahme im Bereich der Kopplung zwischen Aktoren und Spiegelplatte. Hier wird die Vorverkrümmung der Aktoren besonders deutlich. Ebenso sind die Auswirkungen der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Instabilität zu erkennen. Diese manifestieren sich in einer Deformation der Torsionsfedern und einer Rotation der Spiegelplatte um deren Hochachse. Es lassen

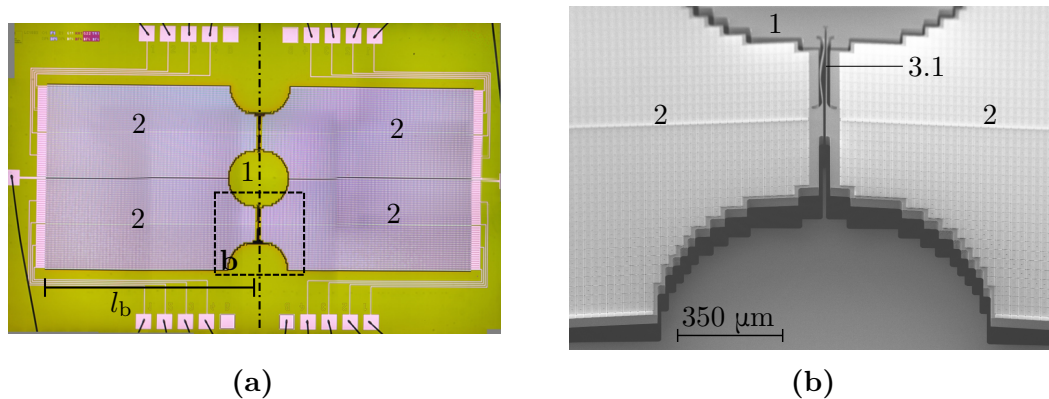


Abb. 7.3.: *Aufnahmen des Kippspiegeldemonstrators der ersten Generation: (1) Spiegelplatte, (2) Aktoren, (3.1) Torsionsfeder, die Torsionsachsen sind durch die unterbrochene Linie angedeutet; a: zusammengesetztes Mikroskopbild, die Länge l_b beträgt 4 mm; b: REM-Aufnahme; Zu erkennen ist die Vorverkrümmung der Aktoren, sowie die Deformation einer der Torsionsfedern aufgrund der generierten Instabilität*

sich jedoch auch Bauelemente finden, bei denen sich die Instabilität nicht in einer offensichtlichen Wirkung manifestiert hat. Diese weisen vergleichsweise kurze Federn unter den Varianten auf. Derartige fehlerfreie Bauelemente sind in dem folgenden Abschnitt der Charakterisierung des aktiven Verhaltens bevorzugt.

Die ebenfalls in der REM-Aufnahme sichtbare stufige Umrandung der Spiegelplatte ist einzig auf die Gestaltung der Aktoren mit diskreten und näherungsweise rechteckigen Aktorzellen zurückzuführen. Dieses Detail hat keinen Einfluss auf die Funktionsweise des Demonstrators.

Zusammenfassend zeigt sich, dass eine Fertigung besonders flächig ausgedehnter Aktoren kein signifikantes Problem in der Technologie darstellt. Die erwartete mechanische Instabilität aufgrund der Vorverkrümmung ist nicht vernachlässigbar und sollte nach Möglichkeit vermieden werden, um eine präzise Abbildung der angestrebten Demonstratorgestaltung zu ermöglichen.

Aktives mechanisches Verhalten

Die Charakterisierung des aktiven Bauelementverhaltens gelingt durch eine Ansteuerung der einzelnen Aktoren. Um eine Kippbewegung zu bewirken werden jeweils zwei Aktoren (in Abbildung 7.3a links oder rechts) gleichzeitig und in gleicher Weise angesteuert. Dabei ist die Kippbewegung der Aktorauslenkung proportional, wodurch ein konstantes Verhältnis zwischen ihnen nachgewiesen ist. Das Vorzeichen der Kippbewegung kann umgekehrt werden, wenn die jeweils anderen beiden Aktoren angesteuert werden. An fehlerfreien Bauelementen wurde eine gleichartige Funktion aller Aktoren nachgewiesen, das heißt die angestrebte Kippbewegung ist in beide Richtungen gleich groß. Bei solchen fehlerfreien Bauelementen treten zudem keine Auffälligkeiten im elektrischen Verhalten auf. Es sind die Widerstandswerte nicht überproportional zur Flächenzunahme gegenüber einzelnen Balkenaktoren (s. Kapitel 6) verringert.

Des Weiteren konnte nachgewiesen werden, dass es eine signifikante Rückwirkung zwischen den Aktoren gibt. Demnach werden die jeweils nicht angesteuerten Aktoren durch die aktiven Aktoren begrenzt mitbewegt. Daraus resultiert eine verringerte

Kippbewegung der Spiegelplatte. Diese Mitbewegung wurde im Entwurf der zweiten Generation berücksichtigt. Eine alternative Gestaltung mit einer einseitigen Aktuierung der Spiegelplatte, wobei die mechanische Referenz auf dem festen Rahmen ist, erscheint aufgrund der Vorverkrümmung der Aktoren nicht zielführend. Die Vorverkrümmung würde den Spiegel bereits massiv ($\Theta \gg 30^\circ$) verkippen. Zudem muss dann von einer besonders hohen mechanischen Belastung der Koppelemente ausgegangen werden.

Zusätzlich zur Kippbewegung ist auch eine Translation der Spiegelplatte durch Ansteuern aller Aktoren gleichzeitig umsetzbar. Dies kann, bei entsprechender Steuerung, für eine Verbesserung der Bildqualität in der Projektion hilfreich sein um Minimalkorrekturen vorzunehmen. Ähnlich verhält es sich mit einer aktiven Kippbewegung senkrecht zu den Kippachsen, welche parallel zur Ausrichtung der Torsionsfedern verlaufen. Derartige zusätzliche Bewegungsmodi werden stets auf Kosten der maximalen Kippbewegung parallel zu den Torsionsfedern realisiert und sind daher entsprechend abzuwägen.

Neben dem quasistatischen Verhalten wurde auch das dynamische Verhalten rudimentär untersucht. Eine darauf aufbauende detaillierte Untersuchung ist perspektivisch für den Einsatz der Kippsiegel in der Anwendung der Bildprojektion essentiell, um die Bewegung der Spiegelplatte für eine hohe Bildqualität adäquat steuern respektive regeln zu können. Eine solche Detailuntersuchung ist jedoch erst mit den Demonstratoren der zweiten Generation zweckmäßig.

Grundlegend ist eine Untersuchung zur Ermittlung des Oszillortyps. Diese kann durch Variation der Frequenz eines sinusförmigen Anregungssignals erfolgen. Das Ergebnis einer derartigen Messung ist in Abbildung 7.4a dargestellt. Aus dem Verlauf der Frequenzantwortkurve wird erkannt, dass kein parametrischer Oszillator vorliegt [4]. Dies bedeutet, die Anregung ist nicht vom Zustand des Systems abhängig. Die Diskussion ergibt sich somit völlig analog zu den Ausführungen in Abschnitt 6.5.1.

Die Resonanzfrequenz des Bauelements liegt bei $f_{\text{res}} \approx 1040$ Hz. Bei Anregung in Resonanz des Bauelements konnte ein mechanischer Auslenkwinkel von $\Theta \pm 5^\circ$ bei $U = 20$ V mit einer Güte von $Q = (160 \pm 5)$ ermittelt werden.

Zur Realisierung des in Abschnitt 7.1 beschriebenen Dreieckssignals wurden die Aktoren mit einem Spannungsverlauf proportional zur Quadratwurzel angesteuert. Dabei ermittelte Messergebnisse sind für zwei verschiedene Frequenzen in Abbildung 7.4b dargestellt. Die Messungen wurden mit einer Überabtastung von > 11 kHz durchgeführt, um mindestens ein Überschwingen des Bauelements mit seiner Eigenfrequenz der Kippbewegung ermitteln zu können. Im Ergebnis ist bis zu einer Frequenz von 25 Hz subjektiv kein signifikantes Überschwingen erkennbar, wohingegen dies bei 50 Hz deutlich hervortritt. Für die Weiterentwicklung der Ansteuerung und zur Sicherstellung der Signalform sind weitere Überlegungen sowie quantitative Auswertungen durchzuführen. Die Weiterentwicklung kann sich an den Arbeiten von *Schroedter et al.* [127] orientieren. Die dazu notwendige Modellbildung kann auf Basis der Arbeiten von *Volkman* [128] durchgeführt werden.

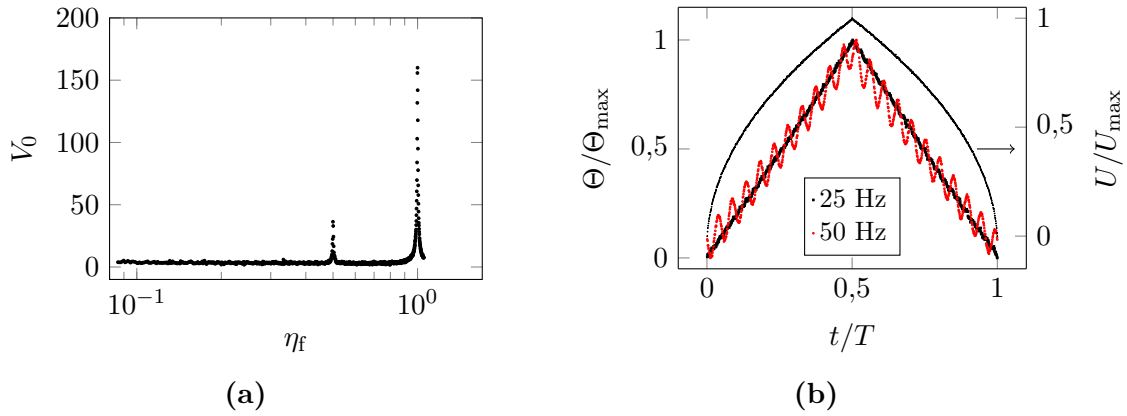


Abb. 7.4.: *Charakterisierung Kippspiegeldemonstrator: a:* Untersuchung zum Schwingverhalten in Abhängigkeit der Antriebsfrequenz im resonanten Regime für $U = 3$ V; **b:** Untersuchung zum Schwingverhalten in Abhängigkeit der Antriebsfrequenz im resonanten Regime für $U = 10$ V bei zwei verschiedenen Frequenzen mit wurzelförmigem Verlauf der Antriebsspannung zur Realisierung eines Dreieckssignals der Kippbewegung

7.4. Zusammenfassung und Ausblick

Mittels der in dieser Arbeit entworfenen, gefertigten und charakterisierten Kippspiegeln der ersten Generation konnte eine Anwendung der neuartigen Aktorklasse demonstriert werden. Die prinzipielle Eignung der NED-Aktoren für eine derartige Anwendung ist somit nachgewiesen. Im Entwurfsprozess wurden dabei zahlreiche Erkenntnisse der vorangegangenen Kapitel umgesetzt. Als Beispiele seien die Ermittlung von Kraft und Auslenkung und die streifenförmige Gestaltung der oberen Elektrode flächiger Aktoren genannt.

Mit den Demonstratoren der zweiten Generation wird eine Leistungsfähigkeit vergleichbar zu etablierten und ähnlichen Kippspiegelbauelementen nachzuweisen sein. Als Zielparameter für eine Variante der zweiten Generation wird ein mechanischer Auslenkwinkel $\Theta = \pm 9^\circ$ bei einer Antriebsspannung von $U = 60$ V im quasistatischen Regime ($f_{\text{mess}} = 50$ Hz) erwartet. Dies ist quantitativ vergleichbar zu etablierten quasistatischen Kippspiegeln auf Basis des in Abschnitt 1.1.1 genannten *LinScan*-Konzeptes [17]. Eine Übersicht des Vergleichs zeigt Tabelle 7.2.

Es ist zu erwarten, dass eine Weiterentwicklung der Aktoren und die Erkenntnisse aus den Kippspiegeldemonstratoren zu einer Leistungssteigerung derartiger Bauelemente auf Basis der NED-Aktoren führen. Insbesondere ist eine Kombination verschiedener elektrostatischer Antriebe prinzipiell denkbar, sodass Synergien genutzt werden können. Als Beispiel sei ein unterstützender Antrieb gerade in den Bereichen genannt, in denen der klassische Kammantrieb nur ein sehr geringes Antriebsmoment besitzt. Denkbar ist beispielsweise eine daraus folgende Dynamikerhöhung.

Tab. 7.2.: *Übersicht elektrostatischer Kippspiegelbauelemente:* jeweils quasistatischer Betrieb; willkürlich gewählte Vergleichsparameter

Parameter	Demonstrator zweite Generation	vergleichbarer Kippspiegel
Antriebsspannung	± 60 V	± 150 V
Spiegelabmessungen	$(1500 \times 4200) \mu\text{m}$	$\varnothing 1500 \mu\text{m}$
Aktorprinzip	Nano e-drive	LinScan
mechanischer Auslenkwinkel	$\pm 9^\circ$	$\pm 10^\circ$
Eigenfrequenz	290 Hz	(100...120) Hz
Weitere Anmerkungen	simuliert	charakterisiert

8. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird ein neuartiges elektrostatisches Aktorprinzip umfassend vorgestellt, beschrieben und modelliert. Zahlreiche Einflussmöglichkeiten, Teilaspekte und parasitäre Effekte werden untersucht.

Das neuartige Aktorprinzip basiert auf einer Transformation der Kräfte im elektrischen Feld in mechanische Schichtspannungen derart, dass sich eine Krümmung der Aktoren ergibt. Diese Transformation wird durch die Mikromechanik der Elektroden bewerkstelligt, wodurch deren Gestalt von grundlegender Bedeutung für die Leistungsfähigkeit der neuartigen Aktoren ist. Zur analytischen Beschreibung des Aktorprinzips wurde ein Modell basierend auf einer Tragwerknäherung erstellt. Wichtige Erkenntnisse der Modellierung sind die Existenz von Optima, der Nachweis der Mikromechanik sowie einige Analogien zu Zweischichtaktoren.

Das analytische Modell konnte anhand der ebenfalls erstellten FEM Modelle gestützt werden. Diese Modelle erlauben zudem die Untersuchung von Gestaltungsvarianten die zahlreiche und analytisch nicht mehr sinnvoll abbildbare Details aufweisen. Dadurch können Erfordernisse und Randbedingungen, wie Eigenspannungen, aus einer Technologie zur Fertigung der Aktoren berücksichtigt werden. Umfangreiche Parametervariationen sowie Optimierungen mit unterschiedlichen Zielstellungen erbrachten Erkenntnisse zu Charakteristika, zu Einflussmöglichkeiten und zu Grenzen der Leistungsfähigkeit der neuartigen Aktoren.

Durch die Charakterisierung erster gefertigter Aktoren konnte erstmalig das neuartige Aktorprinzip nachgewiesen und insbesondere von parasitären Effekten abgegrenzt werden. Es zeigt sich, dass das neuartige Aktorprinzip für die hier dargestellten Aktoren dominierend gegenüber den parasitären Effekten ist. Die elektromechanische Charakterisierung wird von Untersuchungen zum elektrischen Verhalten ergänzt. Diese zeigen geringe parasitäre Ströme und damit eine geringe Leistungsaufnahme. Bemerkenswert in diesem Zusammenhang ist die implizit vielfach nachgewiesene hohe elektrische Durchbruchfestigkeit der Elektroden mit Abständen im Bereich weniger Hundert Nanometer. Explizit nachgewiesen wurde eine herausragende mechanische Zuverlässigkeit.

Mittels der Charakterisierungsergebnisse konnten zudem alle numerischen Simulationsmodelle validiert werden. Diese Modelle bilden mächtige Werkzeuge für die gezielte anwendungsorientierte Entwicklung von Aktoren basierend auf dem neuartigen Prinzip.

Speziell hinsichtlich des Pull-In-Problems konnte gezeigt werden, dass sich aufgrund der geringen Elektrodenabstände und des Hebelprinzips bisherige klassisch formulierte Grenzen erweitern lassen. Damit ist der verwendete Lösungsansatz für das Pull-In-Problem erfolgreich umgesetzt worden. Dieser erlaubt eine kompakte und im Vergleich zu weiteren Lösungsansätzen weniger komplexe Umsetzung, da keine seitlichen Elektroden, komplizierten Mechaniken oder aufwändige Ansteuerungen für quasistatische Aktoren implementiert werden müssen.

Es ist von großer Bedeutung, dass die neuartige Aktorklasse mit einer zu CMOS kompatiblen Standardtechnologie realisiert werden konnte. Dies ist möglich, da gezeigt

werden konnte, dass das Verhalten der Aktoren maßgeblich von einem äquivalenten Strukturwinkel bestimmt und sekundär von der tatsächlichen Elektrodengestaltung beeinflusst wird. Damit ist eine Umsetzung aufwendiger alternativer Technologien nicht erforderlich.

Durch Verbesserungen in der Technologie werden größere Parameterräume der Geometrien erreichbar, weitere laterale Aktorgestaltungen attraktiv, Kombinationsmöglichkeiten mit weiteren Antriebsprinzipien vereinfacht und bestimmte Anwendungen möglich. Eine zusätzliche Erhöhung der Leistungsfähigkeit wird durch eine lokale Versteifung der aktiven Elektrode erwartet und durch eine Kaskadierung der aktiven Elektrode vermutet.

Eine detaillierte Untersuchung der elektrischen Eigenschaften und Abhängigkeiten ist für anschließende Arbeiten von Interesse, wobei Aspekte des Ladungsfanges besonders interessant erscheinen. Ein weiteres offenes Untersuchungsfeld ist die Charakterisierung der Aktoren im resonanten Regime, welches in dieser Arbeit nicht im Fokus stand.

Das neuartige Aktorprinzip ist nicht auf die in dieser Arbeit vorgestellten Aktoren für Bewegungen aus der MEMS-Ebene heraus beschränkt und ebenso für Bewegungen in der Ebene denkbar. Die Kombination beider Bewegungsrichtungen ermöglicht die Realisierung zusätzlicher und für elektrostatische Prinzipien neuartiger Bewegungsfreiheitsgrade. Eine Erweiterung des Einsatzfeldes auf größere und auf kleinere Längenskalen ist durch die Entwicklung entsprechender Technologien vorstellbar.

Literaturverzeichnis

- [1] MEHNER, J.: *Entwurf in der Mikrosystemtechnik*. Bd. 9. Dresdner Beiträge zur Sensorik. Dresden [u.a.]: Dresden Univ. Press, 2000. ISBN: 9783931828479.
- [2] SCHENK, H.: „Ein neuartiger Mikroaktor zur ein- und zweidimensionalen Ablenkung von Licht“. Dissertation. Duisburg: Gerhard-Mercator-Universität-Gesamthochschule-Duisburg, 2000.
- [3] CONRAD, H.: „Positionsbestimmung von Mikroscooperspiegeln mit integrierten piezoresistiven Sensoren“. Diplomarbeit. Dresden: Hochschule für Technik und Wirtschaft Dresden (FH), 2005.
- [4] KLOSE, T.: „Modellierung und Entwurf von resonanten Mikroaktoren mit elektrostatischem Antrieb“. Dissertation. Dresden: Technische Universität Dresden, 2007.
- [5] ZHANG, W.-M. u. a.: „Electrostatic pull-in instability in MEMS/NEMS: A review“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 214 (2014), S. 187–218. ISSN: 09244247. DOI: 10.1016/j.sna.2014.04.025.
- [6] CONRAD, H. u. a.: „Mikromechanisches Bauelement“. WO 12095185 A1, US 9164277 B2, JP 2013-548757 T2, EP 2664058 A1.
- [7] SPEARING, S.M.: „Materials issues in microelectromechanical systems (MEMS)“. In: *Acta Materialia* 48.1 (2000), S. 179–196. ISSN: 13596454. DOI: 10.1016/S1359-6454(99)00294-3.
- [8] KUMAR, V. ; SHARMA, N. N.: „Design and Validation of Silicon-on-Insulator Based U Shaped Thermal Microactuator“. In: *International Journal of Materials, Mechanics and Manufacturing* (2014), S. 86–91. ISSN: 17938198. DOI: 10.7763/IJMM.2014.V2.106.
- [9] SAHARIL, F. u. a.: „Low-temperature CMOS-compatible 3D-integration of mono-crystalline silicon based PZT RF MEMS switch actuators on rf substrates“. In: *2010 IEEE 23rd International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*. 2010, S. 47–50. DOI: 10.1109/MEMSYS.2010.5442568.
- [10] AKTAKKA, E. E. ; PETERSON, R. L. ; NAJAFI, K.: „Wafer-Level Integration of High-Quality Bulk Piezoelectric Ceramics on Silicon“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 60.6 (2013), S. 2022–2030. ISSN: 0018-9383. DOI: 10.1109/TED.2013.2259240.
- [11] KHAN, I. ; BEN MRAD, R.: „Development of a MEMS repulsive actuator for large out-of-plane force“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 24.3 (2014), S. 35022. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/24/3/035022.
- [12] CARTER, J. u. a.: *PolyMUMPs Design Handbook*. Durham, North Carolina, Vereinigte Staaten von Amerika, 2005. URL: <http://www.memscap.com/mumps/documents/PolyMUMPs.DR.v11.pdf>.
- [13] LEE, K. B. ; CHO, Y.-H.: „Laterally driven electrostatic repulsive-force microactuators using asymmetric field distribution“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 10.1 (2001), S. 128–136. ISSN: 1057-7157. DOI: 10.1109/84.911101.

- [14] LIU, Z. u. a.: „Actuation by electrostatic repulsion by nonvolatile charge injection“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 119.1 (2005), S. 236–244. ISSN: 09244247. DOI: 10.1016/j.sna.2004.03.036.
- [15] SUGIMOTO, T. ; NONAKA, K. ; HORENSTEIN, M.N.: „Bidirectional electrostatic actuator operated with charge control“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 14.4 (2005), S. 718–724. ISSN: 1057-7157. DOI: 10.1109/JMEMS.2005.845410.
- [16] SIYUAN H. ; BEN MRAD, R.: „Design, Modeling, and Demonstration of a MEMS Repulsive-Force Out-of-Plane Electrostatic Micro Actuator“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 17.3 (2008), S. 532–547. ISSN: 1057-7157. DOI: 10.1109/JMEMS.2008.921710.
- [17] SCHOLLES, M.: *Internetauftritt Fraunhofer IPMS Dresden: Technologie für quasistatische MEMS-Scanner (LinScan)*. abgerufen am 11.09.2015. URL: www.ipms.fraunhofer.de/de/mems-foundry/micromechanics/ipms-technologien/linscan.html.
- [18] JUNG, D.: „Neuartiges Bauteilkonzept quasistatisch-resonanter 2D-Mikroscanner für die Zielanwendung ultrakompakter Laserprojektionsdisplays“. Dissertation. Technische Universität Dresden, 2012.
- [19] FRAHNOW, R.: „Massendurchfluss- und Dichtemessung mit einer resonanten Messzelle in Volumenmikromechanik“. Dissertation. Chemnitz: Technische Universität Chemnitz, 2007.
- [20] ELATA, D. ; BAMBERGER, H.: „On the Dynamic Pull-In of Electrostatic Actuators With Multiple Degrees of Freedom and Multiple Voltage Sources“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 15.1 (2006), S. 131–140. ISSN: 1057-7157. DOI: 10.1109/JMEMS.2005.864148.
- [21] ZHOU, G. ; DOWD, P.: „Tilted folded-beam suspension for extending the stable travel range of comb-drive actuators“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 13.2 (2003), S. 178–183. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/13/2/303.
- [22] GRADE, J.D. ; JERMAN, H. ; KENNY, T.W.: „Design of large deflection electrostatic actuators“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 12.3 (2003), S. 335–343. ISSN: 1057-7157. DOI: 10.1109/JMEMS.2003.811750.
- [23] HOU, M. T.-K. u. a.: „Extending displacements of comb drive actuators by adding secondary comb electrodes“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 16.4 (2006), S. 684–691. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/16/4/003.
- [24] CHIOU, J.-C. ; LIN, Y.-J. ; KUO, C.-F.: „Extending the traveling range with a cascade electrostatic comb-drive actuator“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 18.1 (2008), S. 15018. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/18/1/015018.
- [25] HUNG, E.S. ; SENTURIA, S.D.: „Extending the travel range of analog-tuned electrostatic actuators“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 8.4 (1999), S. 497–505. ISSN: 1057-7157. DOI: 10.1109/84.809065.
- [26] SU, J. u. a.: „A surface micromachined offset-drive method to extend the electrostatic travel range“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 20.1 (2010), S. 15004. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/20/1/015004.
- [27] BURNS, D. M. u. a.: „Nonlinear flexures for stable deflection of an electrostatically actuated micromirror“. In: *Micromachining and Microfabrication*. SPIE Proceedings. SPIE, 1997, S. 125–136. DOI: 10.1117/12.284560.

- [28] QIAO, D.-Y. ; YUAN, W.-Z. ; LI, X.-Y.: „A two-beam method for extending the working range of electrostatic parallel-plate micro-actuators“. In: *Journal of Electrostatics* 65.4 (2007), S. 256–262. ISSN: 03043886. DOI: 10.1016/j.elstat.2006.09.001.
- [29] RIVLIN, B. ; ELATA, D.: „Design of nonlinear springs for attaining a linear response in gap-closing electrostatic actuators“. In: *International Journal of Solids and Structures* 49.26 (2012), S. 3816–3822. ISSN: 00207683. DOI: 10.1016/j.ijsolstr.2012.08.014.
- [30] SHMULEVICH, S. u. a.: „A Gap-Closing Electrostatic Actuator With a Linear Extended Range“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 22.5 (2013), S. 1109–1114. ISSN: 1057-7157. DOI: 10.1109/JMEMS.2013.2276027.
- [31] KRYLOV, S. u. a.: „The pull-in behavior of electrostatically actuated bistable microstructures“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 18.5 (2008), S. 55026. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/18/5/055026.
- [32] SEEGER, J.I. ; CARY, S.B.: „Stabilization of electrostatically actuated mechanical devices“. In: *International Solid State Sensors and Actuators Conference (Transducers '97)*. 16-19 June 1997, S. 1133–1136. DOI: 10.1109/SENSOR.1997.635402.
- [33] CHAN, E.K. ; DUTTON, R.W.: „Electrostatic micromechanical actuator with extended range of travel“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 9.3 (2000), S. 321–328. ISSN: 1057-7157. DOI: 10.1109/84.870058.
- [34] GORTHI, S. ; MOHANTY, A. ; CHATTERJEE, A.: „Cantilever beam electrostatic MEMS actuators beyond pull-in“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 16.9 (2006), S. 1800–1810. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/16/9/007.
- [35] VAN SPENGEN, W. M.: „Capacitive RF MEMS switch dielectric charging and reliability: a critical review with recommendations“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 22.7 (2012), S. 74001. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/22/7/074001.
- [36] AKIYAMA, T. ; STAUFER, U. ; ROOIJ, N. F. DE: „Atomic force microscopy using an integrated comb-shape electrostatic actuator for high-speed feedback motion“. In: *Applied Physics Letters* 76.21 (2000), S. 3139. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.126549.
- [37] ROSA, M. A. u. a.: „A novel external electrode configuration for the electrostatic actuation of MEMS based devices“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 14.4 (2004), S. 446–451. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/14/4/003.
- [38] CHIOU, J. C. ; LIN, Y. J.: „A novel large displacement electrostatic actuator: pre-stress comb-drive actuator“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 15.9 (2005), S. 1641–1648. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/15/9/005.
- [39] HAH, D. u. a.: „Low-Voltage, Large-Scan Angle MEMS Analog Micromirror Arrays With Hidden Vertical Comb-Drive Actuators“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 13.2 (2004), S. 279–289. ISSN: 1057-7157. DOI: 10.1109/JMEMS.2004.825314.
- [40] BOCHOBZA-DEGANI, O. ; ELATA, D. ; NEMIROVSKY, Y.: „A general relation between the ranges of stability of electrostatic actuators under charge or voltage control“. In: *Applied Physics Letters* 82.2 (2003), S. 302. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.1536251.

- [41] SEEGER, J.I. ; BOSER, B.E.: „Charge control of parallel-plate, electrostatic actuators and the tip-in instability“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 12.5 (2003), S. 656–671. ISSN: 1057-7157. DOI: 10.1109/JMEMS.2003.818455.
- [42] NEMIROVSKY, Y. ; BOCHOBZA-DEGANI, O.: „A methodology and model for the pull-in parameters of electrostatic actuators“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 10.4 (2001), S. 601–615. ISSN: 1057-7157. DOI: 10.1109/84.967384.
- [43] GUSSO, A. ; DELBEN, G.J.: „Influence of the Casimir force on the pull-in parameters of silicon based electrostatic torsional actuators“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 135.2 (2007), S. 792–800. ISSN: 09244247. DOI: 10.1016/j.sna.2006.09.008.
- [44] KÖNIG, W. ; LOWIN, R., Hrsg.: *Ermittlung des Eigenspannungszustandes in der Randzone geschliffener Werkstücke und Bestimmung seiner Auswirkung auf das Funktionsverhalten*. Wiesbaden: VS Verlag für Sozialwissenschaften, 1979. ISBN: 978-3-531-02886-6. DOI: 10.1007/978-3-322-87661-4.
- [45] KLAUS, M.: *Röntgendiffraktometrische Ermittlung tiefenabhängiger Eigenspannungsverteilungen in Dünnschichtsystemen mit komplexem Aufbau: Technische Universität, Dissertation, Berlin, 2009*. Berlin: Univ.-Verl. der TU Berlin, 2009. ISBN: 9783798321458.
- [46] MAIER-SCHNEIDER, D.: „LPCVD-Polysilizium in der Mikromechanik: Bestimmung der elastischen Eigenschaften“. Dissertation. Berlin: Technische Universität Berlin, 1995.
- [47] REBEIZ, G. M.: *RF MEMS: Theory, design, and technology*. Hoboken, NJ: Wiley-Interscience, 2004. ISBN: 9780471462880. DOI: 10.1002/0471225282. URL: <http://dx.doi.org/10.1002/0471225282>.
- [48] CONRAD, H.: „Konzeptionelle Untersuchungen eines elektrothermisch auslenkbaren mikromechanischen Membranspiegels zur aktiven Fokusvariation“. Masterarbeit. Dresden: Technische Universität Dresden, 2007.
- [49] BRENNER, A. ; SENDEROFF, S.: „Calculation of stress in electrodeposits from the curvature of a plated strip“. In: *Journal of Research of the National Bureau of Standards* 42.2 (1949), S. 105. ISSN: 0091-0635. DOI: 10.6028/jres.042.009.
- [50] YANG, E. H. ; YANG, S. S. ; YOO, S. H.: „A technique for quantitative determination of the profile of the residual stress along the depth of p+ silicon films“. In: *Applied Physics Letters* 67.7 (1995), S. 912. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.114692.
- [51] THOMPSON, C. V. ; CAREL, R.: „Stress and grain growth in thin films“. In: *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 44.5 (1996), S. 657–673. ISSN: 00225096. DOI: 10.1016/0022-5096(96)00022-1.
- [52] YEE, Y. ; PARK, M. ; CHUN, K.: „A sticking model of suspended polysilicon microstructure including residual stress gradient and postrelease temperature“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 7.3 (1998), S. 339–344. ISSN: 1057-7157. DOI: 10.1109/84.709653.
- [53] HUANG, S. ; ZHANG, X.: „Extension of the Stoney formula for film–substrate systems with gradient stress for MEMS applications“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 16.2 (2006), S. 382–389. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/16/2/024.
- [54] TRIPP, M. K. u. a.: „The mechanical properties of atomic layer deposited alumina for use in micro- and nano-electromechanical systems“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 130-131 (2006), S. 419–429. ISSN: 09244247. DOI: 10.1016/j.sna.2006.01.029.

- [55] VOGEL, D. u. a.: „Mikro- und nanoskalige, mechanische Charakterisierung von MEMS für Zuverlässigkeitsbewertungen“. In: *Mikro-Nano-Integration*. Bd. 81. GMM-Fachbericht. Berlin: VDE-Verl, 2014. ISBN: 978-3-8007-3632-4.
- [56] CHENG, W. ; FINNIE, I.: *Residual Stress Measurement and the Slitting Method*. Mechanical Engineering Series. Boston, MA: Springer Science+Business Media LLC, 2007. ISBN: 978-0-387-39030-7. DOI: 10.1007/978-0-387-39030-7. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/978-0-387-39030-7>.
- [57] GOGOTSI, Y. ; BAEK, C. ; KIRSCHT, F.: „Raman microspectroscopy study of processing-induced phase transformations and residual stress in silicon“. In: *Semiconductor Science and Technology* 14.10 (1999), S. 936–944. ISSN: 0268-1242. DOI: 10.1088/0268-1242/14/10/310.
- [58] STARMAN, L. A. u. a.: „Stress characterization of MEMS microbridges by micro-Raman spectroscopy“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 104.2 (2003), S. 107–116. ISSN: 09244247. DOI: 10.1016/S0924-4247(02)00432-6.
- [59] STONEY, G. G.: „The Tension of Metallic Films Deposited by Electrolysis“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 82.553 (1909), S. 172–175. ISSN: 1364-5021. DOI: 10.1098/rspa.1909.0021.
- [60] KLEIN, C. A.: „How accurate are Stoney’s equation and recent modifications“. In: *Journal of Applied Physics* 88.9 (2000), S. 5487. ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.1313776.
- [61] GROSS, D. u. a.: *Technische Mechanik: Band 2: Elastostatik*. 8. Aufl. Springer-Lehrbuch. Berlin und Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005. ISBN: 3-540-24312-7.
- [62] PROF. DR.-ING. JOHANNES WANDINGER: *Lehrveranstaltung Elastodynamik 2*. 2007. URL: http://wandinger.userweb.mwn.de/LA_Elastodynamik_2/index.html (besucht am 17.04.2015).
- [63] CHU, W.-H. ; MEHREGANY, M. ; MULLEN, R. L.: „Analysis of tip deflection and force of a bimetallic cantilever microactuator“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 3.1 (1993), S. 4–7. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/3/1/002.
- [64] TSUI, Y.C. ; CLYNE, T.W.: „An analytical model for predicting residual stresses in progressively deposited coatings Part 1: Planar geometry“. In: *Thin Solid Films* 306.1 (1997), S. 23–33. ISSN: 00406090. DOI: 10.1016/S0040-6090(97)00199-5.
- [65] SCHOMBURG, W. K., Hrsg.: *Introduction to Microsystem Design*. RWTHedition. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2011. ISBN: 978-3-642-19488-7. DOI: 10.1007/978-3-642-19489-4.
- [66] FOWLER, R. H. ; NORDHEIM, L.: „Electron Emission in Intense Electric Fields“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 119.781 (1928), S. 173–181. ISSN: 1364-5021. DOI: 10.1098/rspa.1928.0091.
- [67] IKUNO, T. u. a.: „Electron transport properties of Si nanosheets: Transition from direct tunneling to Fowler-Nordheim tunneling“. In: *Applied Physics Letters* 99.2 (2011), S. 23107. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.3610486.
- [68] SIMMONS, J. G.: „Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film“. In: *Journal of Applied Physics* 34.6 (1963), S. 1793. ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.1702682.

- [69] GANICHEV, S. D. u. a.: „Distinction between the Poole-Frenkel and tunneling models of electric-field-stimulated carrier emission from deep levels in semiconductors“. In: *Physical Review B* 61.15 (2000), S. 10361–10365. ISSN: 0163-1829. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.10361.
- [70] WEBER, A.: „Charakterisierung von Leckstrompfaden in DRAM Speicherzellen und deren Reduktion“. Dissertation. Hamburg: Technische Universität Hamburg-Harburg, 2007.
- [71] MESCHÉDE, D.: *Gerthsen Physik*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010. ISBN: 978-3-642-12893-6. DOI: 10.1007/978-3-642-12894-3.
- [72] CHEN, Y. ; ZHANG, J.: „Ultra-Low Breakdown Voltage of Field Ionization in Atmospheric Air Based on Silicon Nanowires“. In: *Plasma Science and Technology* 15.11 (2013), S. 1081–1087. ISSN: 1009-0630. DOI: 10.1088/1009-0630/15/11/01.
- [73] HAMOUDI, H. u. a.: „Going beyond the self-assembled monolayer: metal intercalated dithiol multilayers and their conductance“. In: *RSC Adv* 4.75 (2014), S. 39657. ISSN: 2046-2069. DOI: 10.1039/c4ra05476h.
- [74] PASCHEN, F.: „Ueber die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz“. In: *Annalen der Physik* 273.5 (1889), S. 69–96. ISSN: 00033804. DOI: 10.1002/andp.18892730505.
- [75] DHARIWAL, R.S ; TORRES, J.-M ; DESMULLIEZ, M.P.Y: „Electric field breakdown at micrometre separations in air and nitrogen at atmospheric pressure“. In: *IEE Proceedings - Science, Measurement and Technology* 147.5 (2000), S. 261. ISSN: 13502344. DOI: 10.1049/ip-smt:20000506.
- [76] LEE, R.-T ; CHIOU, Y.-C ; CHUNG, H.-H: „Arc erosion behaviour of silver electric contacts in a single arc discharge across a static gap“. In: *IEE Proceedings - Science, Measurement and Technology* 148.1 (2001), S. 8–14. ISSN: 1350-2344. DOI: 10.1049/ip-smt:20010181.
- [77] SLADE, P.G ; TAYLOR, E.D: „Electrical breakdown in atmospheric air between closely spaced (0.2 μm - 40 μm) electrical contacts“. In: *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies* 25.3 (2002), S. 390–396. ISSN: 1521-3331. DOI: 10.1109/TCAPT.2002.804615.
- [78] HIRATA, Y. u. a.: „Field emission current and vacuum breakdown by a pointed cathode“. In: *Thin Solid Films* 515.9 (2007), S. 4247–4250. ISSN: 00406090. DOI: 10.1016/j.tsf.2006.02.085.
- [79] PESCHOT, A. u. a.: „Deviations from the Paschen’s law at short gap distances from 100 nm to 10 μm in air and nitrogen“. In: *Applied Physics Letters* 105.12 (2014), S. 123109. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.4895630.
- [80] GO, D. B. ; VENKATRAMAN, A.: „Microscale gas breakdown: ion-enhanced field emission and the modified Paschen’s curve“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 47.50 (2014), S. 503001. ISSN: 0022-3727. DOI: 10.1088/0022-3727/47/50/503001.
- [81] CHEN, C.-H. ; YEH, J. A. ; WANG, P.-J.: „Electrical breakdown phenomena for devices with micron separations“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 16.7 (2006), S. 1366–1373. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/16/7/034.
- [82] GO, D. B. ; POHLMAN, D. A.: „A mathematical model of the modified Paschen’s curve for breakdown in microscale gaps“. In: *Journal of Applied Physics* 107.10 (2010), S. 103303. ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.3380855.
- [83] CASIMIR, H.B.G.: „On the Attraction Between Two Perfectly Conducting Plates“. In: *Indag.Math.* 10 (1948), S. 261–263.

- [84] JAFFE, R. L.: „Casimir effect and the quantum vacuum“. In: *Physical Review D* 72.2 (2005). ISSN: 1550-7998. DOI: 10.1103/PhysRevD.72.021301.
- [85] BROER, W. u. a.: „Significance of the Casimir force and surface roughness for actuation dynamics of MEMS“. In: *Physical Review B* 87.12 (2013). ISSN: 0163-1829. DOI: 10.1103/PhysRevB.87.125413.
- [86] INTRAVALIA, F. u. a.: „Strong Casimir force reduction through metallic surface nanostructuring“. In: *Nature Communications* 4 (2013). ISSN: 2041-1723. DOI: 10.1038/ncomms3515.
- [87] DANKERT, J. ; DANKERT, H.: *Technische Mechanik: Statik, Festigkeitslehre, Kinematik/Kinetik*. 6., überarbeitete Aufl. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag / Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden, 2011. ISBN: 978-3-8348-1375-6.
- [88] ZIEREP, J. ; BÜHLER, K.: *Grundzüge der Strömungslehre: Grundlagen, Statik und Dynamik der Fluide*. 8., überarbeitete und erweiterte Auflage. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag / Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH Wiesbaden, 2010. ISBN: 978-3-8348-9756-5. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-8348-9756-5>.
- [89] WEHRHEIM, F.: „Elektroaktive Polymeraktoren als integrierter Antrieb für abwinkelbare Endoskope“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2012.
- [90] STAAB, M.: „Elektrothermisch aktuiertes magnetostatisch bistabiles Mikrorelais für Schaltmatrizen“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2013.
- [91] POPOVIC, Z. D. ; SPRAGUE, R. A. ; CONNELL, G. A. N.: „Technique for monolithic fabrication of microlens arrays“. In: *Applied Optics* 27.7 (1988), S. 1281. ISSN: 0003-6935. DOI: 10.1364/AO.27.001281.
- [92] ZIMMER, F. u. a.: „Investigation and characterization of highly efficient near-infrared scanning gratings used in near-infrared microspectrometers“. In: *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS* 7.2 (2008), S. 21005. ISSN: 1932-5150. DOI: 10.1117/1.2911035.
- [93] TOTSU, K. u. a.: „Fabrication of three-dimensional microstructure using maskless gray-scale lithography“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 130-131 (2006), S. 387–392. ISSN: 09244247. DOI: 10.1016/j.sna.2005.12.008.
- [94] OPPLIGER, Y. u. a.: „One-step 3D shaping using a gray-tone mask for optical and microelectronic applications“. In: *Microelectronic Engineering* 23.1-4 (1994), S. 449–454. ISSN: 01679317. DOI: 10.1016/0167-9317(94)90193-7.
- [95] WAITS, C.M u. a.: „MEMS-based gray-scale lithography“. In: *2001 International Semiconductor Device Research Symposium. Symposium*. 5-7 Dec. 2001, S. 182–185. DOI: 10.1109/ISDRS.2001.984470.
- [96] ATTHI, N. u. a.: „Fabrication of three-dimensional microstructures by one-step lithography with Multi-Film Thickness mask“. In: S. 793–796.
- [97] ZIMMER, K. ; HIRSCH, D. ; BIGL, F.: „Excimer laser machining for the fabrication of analogous microstructures“. In: *Applied Surface Science* 96-98 (1996), S. 425–429. ISSN: 0169-4332. DOI: 10.1016/0169-4332(95)00498-X.
- [98] PAN, C. T.: „Design and fabrication of sub-micrometer eight-level bi-focal diffraction optical elements“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 14.4 (2004), S. 471–479. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/14/4/006.
- [99] WAITS, C.M. u. a.: „Microfabrication of 3D silicon MEMS structures using gray-scale lithography and deep reactive ion etching“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 119.1 (2005), S. 245–253. ISSN: 09244247. DOI: 10.1016/j.sna.2004.03.024.

- [100] GALE, M. T.: „Fabrication of continuous-relief micro-optical elements by direct laser writing in photoresists“. In: *Optical Engineering* 33.11 (1994), S. 3556. ISSN: 0091-3286. DOI: 10.1117/12.179892.
- [101] HAYDEN, C. J.: „Three-dimensional excimer laser micromachining using greyscale masks“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 13.5 (2003), S. 599–603. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/13/5/310.
- [102] MORGAN, B. u. a.: „Design and simulation of comb-drive actuators incorporating gray-scale technology for tailored actuation characteristics (Invited Paper)“. In: *Microtechnologies for the New Millennium 2005*. SPIE Proceedings. SPIE, 2005, S. 468–476. DOI: 10.1117/12.608529.
- [103] LUGLI, P. u. a.: „Advances in Nanoimprint Lithography“. In: *2007 7th IEEE Conference on Nanotechnology (IEEE-NANO)*, S. 1179–1184. DOI: 10.1109/NANO.2007.4601394.
- [104] LI, M. ; CHEN, L. ; CHOU, S. Y.: „Direct three-dimensional patterning using nanoimprint lithography“. In: *Applied Physics Letters* 78.21 (2001), S. 3322. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.1375006.
- [105] AUSTIN, M. D. u. a.: „6 nm half-pitch lines and 40 nm² static random access memory patterns by nanoimprint lithography“. In: *Nanotechnology* 16.8 (2005), S. 1058–1061. ISSN: 0957-4484. DOI: 10.1088/0957-4484/16/8/010.
- [106] SATO, K. u. a.: „Anisotropic etching rates of single-crystal silicon for TMAH water solution as a function of crystallographic orientation“. In: *IEEE Eleventh Annual International Workshop on Micro Electro Mechanical Systems An Investigation of Micro Structures, Sensors, Actuators, Machines and Systems*. 25-29 Jan. 1998, S. 556–561. DOI: 10.1109/MEMSYS.1998.659818.
- [107] KOLKOVSKY, V. u. a.: „Influence of annealing in H atmosphere on the electrical properties of Al₂O₃ layers grown on p-type Si by the atomic layer deposition technique“. In: *Journal of Applied Physics - Zur Veröffentlichung eingereicht* (2015).
- [108] HSU, S.-T. u. a.: „Two dimensional microscanners with large horizontal-vertical scanning frequency ratio for high-resolution laser projectors“. In: *Proc. SPIE* 6887 (2008), S. 688703–688726. DOI: 10.1117/12.761617.
- [109] HSU, S. u. a.: „Fabrication and characterization of a dynamically flat high resolution micro-scanner“. In: *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 10.4 (2008), S. 44005. ISSN: 1464-4258. DOI: 10.1088/1464-4258/10/4/044005.
- [110] ANSYS INC.: *ANSYS Release 15.0 Documentation*. 2013.
- [111] KAHAN, W.: „A Survey of Error Analysis“. In: *IFIP Congress (2)*. 1971, S. 1214–1239.
- [112] GOLDBERG, D.: „What every computer scientist should know about floating-point arithmetic“. In: *ACM Computing Surveys* 23.1 (1991), S. 5–48. ISSN: 03600300. DOI: 10.1145/103162.103163.
- [113] KUNOW, A.: *Finite-Elemente-Methode: Anwendungen und Lösungen*. 1. Auflage. Heidelberg: VDE Verlag, 1998. ISBN: 3778525913.
- [114] JEN, S.-H. ; BERTRAND, J. A. ; GEORGE, S. M.: „Critical tensile and compressive strains for cracking of Al₂O₃ films grown by atomic layer deposition“. In: *Journal of Applied Physics* 109.8 (2011), S. 84305. ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.3567912.

- [115] KIM, I. Y. ; WECK, O. L. DE: „Adaptive weighted sum method for multiobjective optimization: a new method for Pareto front generation“. In: *Structural and Multidisciplinary Optimization* 31.2 (2006), S. 105–116. ISSN: 1615-147X. DOI: 10.1007/s00158-005-0557-6.
- [116] HANSEN, N. u. a.: „Comparing Results of 31 Algorithms from the Black-box Optimization Benchmarking BBOB-2009“. In: *Proceedings of the 12th Annual Conference Companion on Genetic and Evolutionary Computation*. GECCO '10. New York, NY, USA: ACM, 2010, S. 1689–1696. ISBN: 978-1-4503-0073-5. DOI: 10.1145/1830761.1830790. URL: <http://doi.acm.org/10.1145/1830761.1830790>.
- [117] HANSEN, N. ; OSTERMEIER, A.: „Completely Derandomized Self-Adaptation in Evolution Strategies“. In: *Evol. Comput.* 9.2 (2001), S. 159–195. ISSN: 1063-6560. DOI: 10.1162/106365601750190398. URL: <http://dx.doi.org/10.1162/106365601750190398>.
- [118] POHLHEIM, H.: *Entwicklung und systemtechnische Anwendung evolutionärer Algorithmen*. Als Ms. gedr. Berichte aus der Informatik. Aachen: Shaker, 1998. ISBN: 9783826540974.
- [119] LYNCEE TEC SA: *Digital Holographic Microscope Specification*. 2015.
- [120] EPPERLEIN, N.: „Charakterisierung eines Digitalen Holographischen Mikroskops zur Analyse mikromechanischer Aktoren“. Masterarbeit. Cottbus: Brandenburgisch Technische Universität Cottbus-Senftenberg, 2014.
- [121] KEYSIGHT TECHNOLOGIES (AGILENT) DEUTSCHLAND GMBH: *B2912A Source Measure Unit: Datenblatt*.
- [122] KEITHLEY INSTRUMENTS INC.: *236 Source Measure Unit: Datenblatt*.
- [123] GERNTRUP, M.-L.: „Characterisation of Environmental Influences on a New Class of Nano-Actuators“. Bachelorarbeit. Cottbus: Brandenburgisch Technische Universität Cottbus-Senftenberg, 2015.
- [124] MORTET, V. u. a.: „Physical properties of polycrystalline aluminium nitride films deposited by magnetron sputtering“. In: *Diamond and Related Materials* 13.4-8 (2004), S. 1120–1124. ISSN: 09259635. DOI: 10.1016/j.diamond.2003.10.082.
- [125] HSU, S.-T.: „High performance micro scanners for miniature laser projection displays“. Dissertation. Dresden: Technische Universität Dresden, 2009.
- [126] WILDENHAIN, M.: „Untersuchungen zur Bildqualität eines Microscanner-basierten Laserprojektionssystems“. Masterarbeit. Cottbus: Brandenburgisch Technische Universität Cottbus-Senftenberg, 2012.
- [127] SCHROEDTER, R. ; JANSCHKE, K. ; SANDNER, T.: „Jerk and Current Limited Flatness-Based Open Loop Control of Foveation Scanning Electrostatic Micromirrors“. In: *World Congress*. Hrsg. von EDWARD, BOJE. IFAC proceedings volumes. IFAC, Elsevier, 2014, S. 2685–2690. DOI: 10.3182/20140824-6-ZA-1003.02566.
- [128] VOLKMANN, S.: „Entwurf einer Mehrgrößenregelung zur hochdynamischen und präzisen zweidimensionalen Positionierung eines mikromechanischen Vektorscanners“. Diplomarbeit. Dresden: Technische Universität Dresden, 2014.
- [129] SCHIMMANZ, K.: „Konzipieren und Bewerten von Hochpräzisions-Hybridwiderständen durch Laser-Trim-Simulation“. Dissertation. Berlin: Technische Universität Berlin, 2002.

Publikationen

1. CONRAD, H. ; SCHENK, H. ; KAISER, B. ; LANGA, S. ; GAUDET, M. ; SCHIMMANZ, K. ; STOLZ, M. ; LENZ, M.: „A small gap electrostatic micro actuator for large deflections“ In: *Nature Communications* 6 (2015), S. 10078. ISSN: 2041-1723 DOI: 10.1038/ncomms10078
2. GAUDET, M. ; SCHIMMANZ, K. ; STOLZ, M. ; LANGA, S. ; KAISER, B. ; CONRAD, H.: „NED-GEOM“, DE 10 2015 206 774.2 (15.04.2015)
3. SCHENK, H. ; CONRAD, H. ; GAUDET, M. ; SCHIMMANZ, K. ; LANGA, S. ; KAISER, B.: „MEMS-Wandler zum Interagieren mit einem Volumenstrom eines Fluids und Verfahren zum Herstellen desselben“, DE 10 2015 210 919.4 (15.06.2015)
4. KOLKOVSKY, V. ; WENDE, U. ; LANGA, S. ; KAISER, B. ; CONRAD, H. ; SCHENK, H.: „Influence of annealing in H atmosphere on the electrical properties of Al₂O₃ layers grown on p-type Si by the atomic layer deposition technique“ In: *Journal of Applied Physics - Zur Veröffentlichung eingereicht* (2015)

A. Skalierung der Antriebsprinzipien

Für die folgenden Betrachtungen wird von einem Balken bestehend aus zwei Schichten ausgegangen. Die Betrachtungen basieren auf den Ausführungen in der Arbeit von *Schenk* [2]. Für die Bestimmung des Skalierungsparameters s werden die Potenzen der Abmessungsabhängigkeiten gezählt. Die folgenden Ausführungen sollen dies verdeutlichen.

Thermomechanischer Effekt

Die beiden Schichten des Aktors haben die Ausdehnungskoeffizienten α_ε , die Elastizitätsmoduln E und die Schichtdicken d . Im Ausgangszustand ist der Balken nicht gekrümmt. In Abhängigkeit einer Temperaturänderung ΔT ändern die Schichten ihre Länge, wodurch sich der Balken krümmt. Die Länge der Schichten in Abhängigkeit einer Temperaturänderung kann wie folgt näherungsweise angenommen werden:

$$l = l_0 (1 + \alpha_\varepsilon) \quad (\text{A.1})$$

Für die Krümmung κ_{th} des Balkens kann nach *Chu et al.* [63] geschrieben werden:

$$\kappa_{\text{th}} = \frac{6b_a b_s E_a E_s d_a d_s (d_a + d_s) (\alpha_s - \alpha_a) \Delta T}{(b_a E_a d_a^2)^2 + (b_s E_s d_s^2)^2 + 2b_a b_s E_a E_s d_a d_s (2d_a^2 + 3d_a d_s + 2d_s^2)} \quad (\text{A.2})$$

Daraus folgend skaliert die Krümmung mit s^{-1} . Die thermische Kraftwirkung ist dann analog zu den Ausführungen im Abschnitt 2.2 wie folgt:

$$F_{\text{th}} = \frac{3}{2} \frac{EI}{l_b} \kappa_{\text{th}} \quad (\text{A.3})$$

Darin ist das Produkt EI die Biegesteifigkeit des Balkens, die mit s^4 skaliert. Insgesamt ergibt sich für die thermische Kraft dadurch die Skalierung mit s^2 .

Elektrodynamischer Effekt

Die *Lorentz*-Kraft F_L wirkt auf bewegte Ladungen in einem Leiter der Länge l im Magnetfeld mit der Flussdichte B und ist wie folgt angegeben:

$$F_L = I_{\text{el}} \cdot \vec{l} \times \vec{B} \quad (\text{A.4})$$

$$F_L = j A \cdot \vec{l} \times \vec{B} \quad (\text{A.5})$$

Unter Annahme einer konstanten Stromdichte j und eines durch einen Permanentmagneten erzeugten Magnetfeldes ($B \propto s^0$), ergibt sich die Skalierung der *Lorentz*-Kraft mit s^3

Wird bei konstanter Stromdichte das Magnetfeld mit einem stromdurchflossenen Leiter erzeugt, so gilt $B \propto s^1$ und es folgt für die *Lorentz*-Kraft eine Skalierung mit s^4 .

Statt eines konstanten Stromes kann eine konstante Temperatur der Anordnung vorausgesetzt werden. Die Wärmeleistung P eines stromdurchflossenen Leiters ergibt sich nach dem *jouleschen* Gesetz wie folgt:

$$P = I_{\text{el}}^2 \rho_{\text{el}} \frac{l}{A} \quad (\text{A.6})$$

Diese Wärmeleistung kann durch Wärmeleitung, Konvektion oder Wärmestrahlung dissipiert werden (s. Abschnitt 3.2.4). Die zulässige Wärmeleistung skaliert bei überwiegender Dissipation durch Wärmestrahlung oder Konvektion mit s^2 und bei überwiegender Leitung mit s^1 . Daraus ergibt sich ein maximal zulässiger Strom, der mit jeweils $s^{3/2}$ und s^1 skaliert. In Abhängigkeit des dominanten Dissipationseffektes ergeben sich so Skalierungen für die *Lorentz*-Kraft unter Einsatz eines Permanentmagneten von s^2 bei überwiegender Wärmeleitung, respektive $s^{5/2}$ bei dominierender Wärmestrahlung oder Konvektion. Im Falle eines Magnetfeldes, welches von einem Strom durchflossenen Leiter erzeugt wird, ergeben sich die Skalierungen s^3 bei angenommener Wärmeleitung und $s^{7/2}$ sonst.

Inverser piezoelektrischer Effekt

Es wird unterschieden zwischen dem longitudinalen und dem transversalen Effekt. Für das Modell des Balkenaktors mit einer piezoaktiven Schicht (Index a) ist der longitudinale Effekt von Interesse. Die Dehnung aufgrund eines äußeren elektrischen Feldes E_{feld} ergibt sich mithilfe des Dehnungsmoduls wie folgt [65]:

$$\varepsilon = d_{31} E_{\text{feld}} \quad (\text{A.7})$$

Die Dehnung führt zu einer mechanischen Spannung in der Schicht, welche über das *hookesche* Gesetz angegeben werden kann. Bezogen auf den Querschnitt der aktiven Schicht A_a kann so die Kraft des Piezoaktors angegeben werden:

$$\sigma = \varepsilon E_a = \frac{F_{\text{piezo}}}{A_a} \quad (\text{A.8})$$

$$F_{\text{piezo}} = d_{31} E_{\text{feld}} E_a A_a \quad (\text{A.9})$$

Bei Annahme einer konstanten Durchbruchfeldstärke im Piezomaterial ergibt sich eine Skalierung der Kraft mit s^2 .

B. Elastostatik

In diesem Abschnitt erfolgt die Lösung der Biegedifferentialgleichung für verschiedene Randbedingungen. Im Anschluss werden Betrachtungen zur Verwendung der Krümmung κ dargelegt.

B.1. Lösungen zum Kragbalken

Im Folgenden werden drei Fälle unterschiedlicher Randbedingungen nach Abbildung B.1 für einen Kragbalken der Länge l_b betrachtet. Der erste Fall beschreibt den Bal-

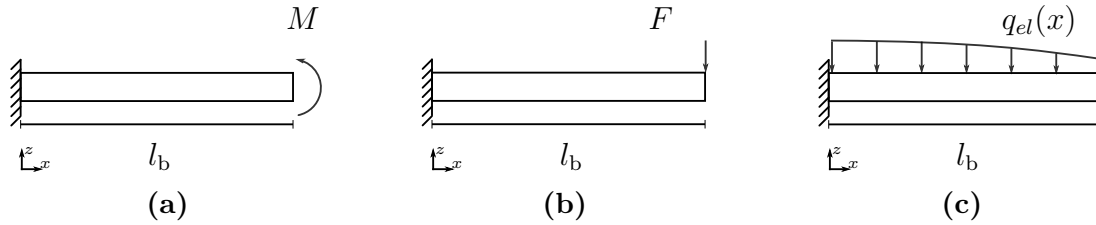


Abb. B.1.: Lastfälle eines Kragbalkens: **a:** Balken mit konstantem Aktormoment M - reine Biegung; **b:** Balken mit Punktlast am freien Ende - Zweipunktbiegung; **c:** Balken mit Streckenlast

kenaktor in einem unbelasteten Zustand aktuiert durch das Aktormoment M . Der zweite Fall stellt die Situation einer Last F am freien Ende des Balkens dar, womit eine typische Anwendung der Aktoren beschrieben werden kann. Der dritte Fall ist eine Beschreibung der Deformation aufgrund einer applizierten Streckenlast q_{el} , wie sie durch eine parasitäre Anregung auf den Balkenaktor wirkt. Es wird stets von den *bernoullischen* Annahmen und einer einseitigen festen Einspannung ausgegangen. Im Folgenden werden zur Förderung der Übersichtlichkeit die gebräuchlichen Abkürzungen nach $w'' = \partial^2 w / \partial x^2$ verwendet, wobei w die Auslenkung des Balkens an der Stelle x entlang der Balkenlänge l_b beschreibt.

Die grundlegenden Zusammenhänge sind sukzessive durch Integration ermittelt und werden wie folgt angegeben [61]:

$$EIw'''' = q \quad (B.1)$$

$$EIw''' = -Q = q_0x + C_1 \quad (B.2)$$

$$EIw'' = -M = \frac{1}{2}q_0x^2 + C_1x + C_2 \quad (B.3)$$

$$EIw' = \frac{1}{6}q_0x^3 + \frac{1}{2}C_1x^2 + C_2x + C_3 \quad (B.4)$$

$$EIw = \frac{1}{24}q_0x^4 + \frac{1}{6}C_1x^3 + \frac{1}{2}C_2x^2 + C_3x + C_4 \quad (B.5)$$

Darin ist Q die wirkende Querkraft, EI die Biegesteifigkeit des Balkens, w die Auslenkung des Balkens und C_i sind die durch Randbedingungen zu bestimmenden Integrationskonstanten

Für ersten Fall (Abb. B.1a) des Balkenaktors mit konstanten Moment M gilt:

$$EIw'' = -M \quad (\text{B.6})$$

$$EIw' = -Mx + C_1 \quad (\text{B.7})$$

$$EIw = -\frac{1}{2}Mx^2 + C_1x + C_2 \quad (\text{B.8})$$

Mit den geometrischen Randbedingungen der festen Einspannung $w(0) = 0$ und $w(0)' = 0$ folgen die Integrationskonstanten zu $C_1 = C_2 = 0$ und weiter die maximale Auslenkung w zu:

$$w_{\max, M} = \frac{-Ml_b^2}{2EI} \quad (\text{B.9})$$

Im zweiten Fall (Abb. B.1b) der Zweipunktbiegung ergeben sich die folgenden Zusammenhänge:

$$EIw'' = F(l_b - x) \quad (\text{B.10})$$

$$EIw' = F\left(l_b x - \frac{1}{2}x^2\right) + C_1 \quad (\text{B.11})$$

$$EIw = F\left(\frac{1}{2}l_b x^2 - \frac{1}{6}x^3\right) + C_1x + C_2 \quad (\text{B.12})$$

Unter den gleichen geometrischen Randbedingungen und Integrationskonstanten wie zuvor gilt somit für die Auslenkung w :

$$w_{\max, F} = \frac{Fl_b^3}{3EI} \quad (\text{B.13})$$

Wie eingangs erwähnt, gelten die Aussagen für die Zweipunktbiegung einzig unter den *bernoullischen* Annahmen. Wie Gross et al. [61] zeigen, liegt der Einfluss des Schubes für einen Balken mit rechteckigem Querschnitt und dem Verhältnis von Länge l_b zu Dicke d_s von $l_b/d_s = 5$ bei etwa 3 %.

Der dritte Fall (Abb. B.1c) einer von der Position entlang der Balkenlängsachse abhängigen Streckenlast kann wie folgt beschrieben werden. Speziell wird hier von dem Fall der in der Simulation ermittelten, ortsabhängigen elektrostatischen Streckenlast $q_{\text{el,par}}(x)$ ausgegangen:

$$EIw'''' = q_{\text{el,par}}(x) \quad (\text{B.14})$$

$$EIw''' = \int q_{\text{el,par}}(x)dx + C_1 \quad (\text{B.15})$$

$$EIw'' = \iint q_{\text{el,par}}(x)(dx)^2 + C_1x + C_2 \quad (\text{B.16})$$

$$EIw' = \iiint q_{\text{el,par}}(x)(dx)^3 + C_1x^2 + C_2x + C_3 \quad (\text{B.17})$$

$$EIw = \iiiii q_{\text{el,par}}(x)(dx)^4 + \frac{1}{6}C_1x^3 + \frac{1}{2}C_2x^2 + C_3x + C_4 \quad (\text{B.18})$$

Zusätzlich zu den bereits genannten geometrischen Randbedingungen gelten die statischen Randbedingungen $Q(l_b) = 0$ und $M(l_b) = 0$, woraus sich die folgenden Integrationskonstanten ermitteln lassen:

$$C_3 = C_4 = 0 \quad (\text{B.19})$$

$$C_1 = - \int_0^{l_b} q_{\text{el,par}}(x) dx \quad (\text{B.20})$$

$$C_2 = - \iint_0^{l_b} q_{\text{el,par}}(x) (dx)^2 + \int_0^{l_b} q_{\text{el,par}}(x) dx l_b \quad (\text{B.21})$$

Für die Auslenkung des Balkens kann somit geschrieben werden:

$$w(x) = \frac{1}{EI} \left[\iiint_0^{l_b} q_{\text{el,par}}(x) (dx)^4 - \frac{x^3}{6} \int_0^{l_b} q_{\text{el}}(x) dx - \left(\iint_0^{l_b} q_{\text{el,par}}(x) (dx)^2 - l_b \int_0^{l_b} q_{\text{el}}(x) dx \right) \frac{x^2}{2} \right] \quad (\text{B.22})$$

Im Fall von $q_{\text{el}} = \text{konst.}$ vereinfacht sich der Ausdruck für die Auslenkung am freien Balkenende zu:

$$w(l_b) = \frac{q_{\text{el}} l_b^4}{8EI} \quad (\text{B.23})$$

B.2. Zusammenhang zwischen Krümmung und Auslenkung eines Balkens

Für Zweischichtaktoren und analog für die neuartigen Aktoren in dieser Arbeit ist eine gleichmäßige Krümmung zu erwarten (s. Abbildung B.2). Der Zusammenhang zwischen Auslenkung w am Balkenende und der Krümmung κ kann ohne weiteres wie folgt angegeben werden:

$$w = \frac{1}{\kappa} (1 - \cos \kappa l_b) \quad (\text{B.24})$$

Dieser Zusammenhang (B.24) kann jedoch nicht nach der Krümmung κ aufgelöst werden. Zudem existieren für einige Auslenkungen w mehrere Lösungen für κ , was als Aufrollen des Balkens interpretiert werden kann. Im Folgenden sei nun die kleinste dieser Krümmungen von Interesse. Um diese zu approximieren, kann Gleichung (B.24) um $\kappa = 0$ entwickelt werden:

$$w = \frac{l_b^2}{2} \kappa - \frac{l_b^4}{24} \kappa^3 + \frac{l_b^6}{720} \kappa^5 \dots \quad (\text{B.25})$$

Eine praktikable Näherung für κ kann nun durch Beschränkung auf den linearen Term gefunden werden:

$$\kappa \approx \frac{2w}{l_b^2} \quad (\text{B.26})$$

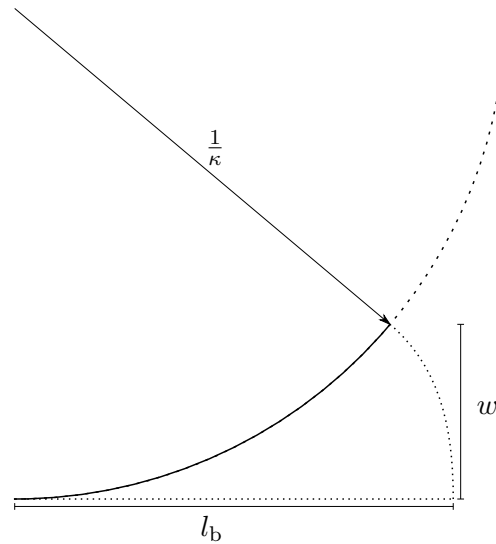


Abb. B.2.: Schema zur Näherung der Krümmung anhand der Auslenkung

Die Zulässigkeit dieser Näherung soll durch eine relative Abweichung von Gleichung (B.26) zu Gleichung (B.24) kleiner 1 % definiert sein. Es lässt sich nun finden, dass diese Abweichung kleiner für geringe Längen l_b ist. Die maximal zulässige Krümmung ist für $l_b = 4 \text{ mm}$ mit $\kappa < 86 \text{ m}^{-1}$ zu finden. Die in dieser Arbeit genannten Krümmungswerte $\kappa < 10 \text{ m}^{-1}$ führen zu relativen Abweichungen im Subpromille-Bereich und sollen daher zulässig sein.

B.3. Arbeitspunkt einer Aktor-Last-Konstellation

Im Folgenden wird die Konstellation eines mit einer linearen Feder am freien Ende belasteten Balkenaktors untersucht (s. Abbildung B.3). Dazu sei ein Aktor mit der

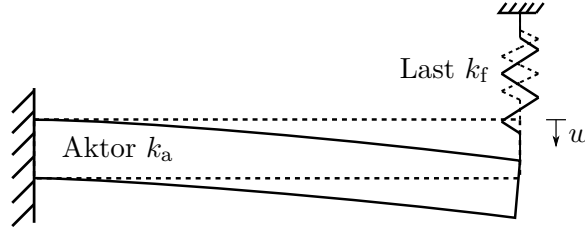


Abb. B.3.: Schematische Darstellung einer Aktor-Last-Konstellation: Eine lineare Federlast der Steifigkeit $k_f > 0$ greift am freien Ende des Balkenaktors der Steifigkeit $k_a > 0$ an

konstanten Steifigkeit $k_a > 0$ und der maximalen Auslenkung w_{\max} gegeben. Für die Kräfte an Aktor und Last am Verbindungspunkt beider kann geschrieben werden:

$$F_a = k_a(w_{\max} - w) \quad (\text{B.27})$$

$$F_f = k_f w \quad (\text{B.28})$$

Darin ist $k_f > 0$ die konstante Steifigkeit der Feder. Sowohl für Aktor als auch Last ergeben sich somit lineare Kennlinien. Diese sind in Abbildung B.4a gezeigt und deren Schnittpunkt stellt das statische Gleichgewicht und somit den Arbeitspunkt (AP) dar. Die Auslenkung in diesem statischen Gleichgewicht ergibt sich durch gleichsetzen der Kräfte von Aktor und Last:

$$w_{\text{ggw}} = \frac{k_a w_{\max}}{k_a + k_f} \quad (\text{B.29})$$

Es sei nun stets vom Gleichgewichtszustand ausgegangen. Die mechanischen Energien vom Aktor W_a und von der Last W_f lassen sich dann wie folgt definieren:

$$W_a = \int_0^{w_{\text{ggw}}} F_a dw = \frac{k_a^2 w_{\max}^2 (k_a + 2k_f)}{2(k_a + k_f)^2} \quad (\text{B.30})$$

$$W_f = \int_0^{w_{\text{ggw}}} F_f dw = \frac{k_a^2 k_f w_{\max}^2}{2(k_a + k_f)^2} \quad (\text{B.31})$$

Als Optimum wird der Fall betrachtet, wenn die Energie W_f in der Last maximal wird. Die Steifigkeit der Last sei zu diesem Zweck einstellbar, beispielsweise durch Verkürzen oder Verlängern der Feder. Es kann nun das Maximum durch Bewertung der Ableitung gefunden werden:

$$\frac{\partial W_f}{\partial k_f} = \frac{k_a^2 w_{\max}^2 (k_a - k_f)}{2(k_a + k_f)^3} \stackrel{!}{=} 0 \quad (\text{B.32})$$

Das Extremum findet sich demnach für $k_f = k_a$, das heißt, wenn angepasste Steifigkeiten von Aktor und Last vorliegen (s. Abbildung B.4b). Dass es sich um ein Maximum handelt, kann durch die zweite Ableitung gezeigt werden. Für die Energie kann durch einsetzen von $k_f = k_a$ in Gleichung (B.31) gefunden werden:

$$W_f = \frac{k_a w_{\max}^2}{8} = \frac{1}{4} W_a \big|_{w: 0 \rightarrow w_{\max}} = \frac{1}{4} \int_0^{w_{\max}} F_a dw \quad (\text{B.33})$$

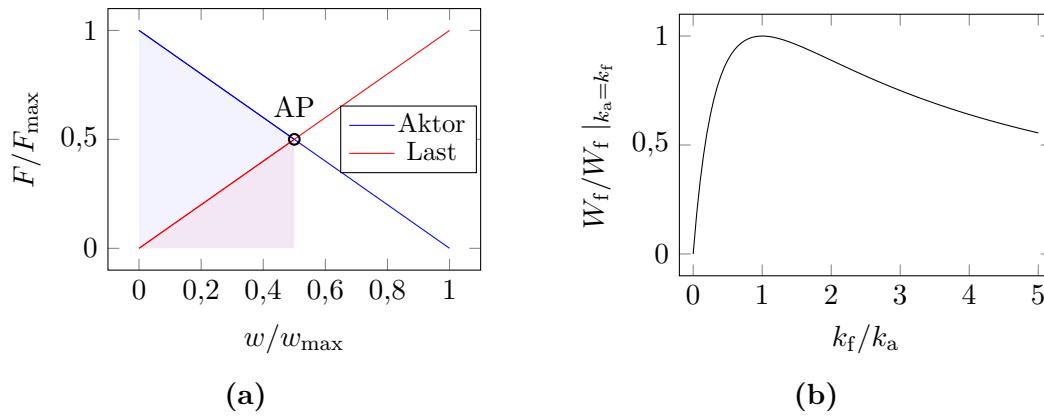


Abb. B.4.: *Arbeitspunkt (AP) einer Aktor-Last-Konstellation: a:* normierter Verlauf der Kräfte an Aktor und Last über den Verlauf der gemeinsamen Auslenkung bei angepassten Steifigkeiten $k_f = k_a$; die schattierten Bereiche beschreiben jeweils die verrichtete Arbeit; *b:* Verlauf der in der Last verrichteten Arbeit W_f in Abhängigkeit vom Verhältnis der Steifigkeiten

Es kann also maximal ein Viertel der mit der Zweipunktbiegung korrespondierenden Energie eines Balkenaktors in eine Last übertragen werden und zwar genau dann, wenn die Steifigkeiten von Aktor und Last gleich sind. Für die Auslenkung im statischen Gleichgewicht gilt in diesem Falle gerade $w_{\text{ggw}} = 1/2 w_{\max}$.

C. Anhang zum analytischen Modell

Im Folgenden finden sich einige ergänzende und unterstützende Informationen für das in Abschnitt 3.2.1 vorgestellte analytische Modell einer Λ -Geometrie der NED-Aktoren.

C.1. Ergänzungen zum Krümmungszusammenhang

Eine Wiedergabe der gefundenen und vollständig parametrisierten Gleichung zur Beschreibung der Krümmung ist aufgrund des sehr großen Umfanges nicht sinnvoll. Stattdessen werden an dieser Stelle Annahmen vorgenommen, die zu starken Vereinfachungen führen und die Angabe einer Gleichung für die Krümmung an dieser Stelle ermöglichen.

Eine extreme Vereinfachung des Ausdruckes für die Krümmung kann gefunden werden, wenn die folgenden Annahmen getroffen werden:

$$d_s = \frac{l_z}{2} \quad (C.1)$$

$$d_{el} = \frac{l_z}{200} \quad (C.2)$$

Es wird darauf hingewiesen, dass die in Abschnitt 3.2.1 durchgeführte Fallunterscheidung für d_s hier nicht mehr berücksichtigt ist. Es ergibt sich dann, unter Einbezug von Gleichung (3.1) für die *Coulomb*-Kraft, folgender Ausdruck für die Krümmung:

$$\kappa = O(\varphi) \frac{U^2 l_z}{EI} \quad (C.3)$$

Darin ist $O(\varphi)$ ein Faktor der sich aus vornehmlich trigonometrischen Abhängigkeiten synthetisiert und die Einflüsse von Geometriewinkel, Spaltabstand und Substratdicke beschreibt. Die stark vereinfachte Gleichung (C.3) spiegelt grundlegende Eigenschaften des NED-Effektes zur Abhängigkeit von Spannung und Zelllänge wider und kann mithilfe der numerischen Modelle im Bereich der zugrunde liegenden Annahmen bestätigt werden.

Um das analytische Modell der Tragwerksnäherung auch quantitativ sinnhaft auswerten zu können, ist es notwendig den Tragwerksabschnitten *unterschiedliche* Biegesteifigkeiten zuzuweisen. Dadurch wird die Komplexität des vollständigen und vollständig parametrisierten Ausdruckes für die Krümmung jedoch weiter erhöht. Eine Auswertung mithilfe von Computer-Algebra-Systemen ist dann umso mehr geboten.

Teilbereiche und grundlegende Charakteristiken können jedoch auch durch die Betrachtung von einzelnen Tragwerksteilen approximiert werden. Dies sei im folgenden Abschnitt beschrieben.

C.2. Unterstützende Überlegungen für das Verständnis des analytischen Modells

Förderlich für das Verständnis der Aktoren ist eine dedizierte Betrachtung des Stabes der oberen Elektrode. Das entsprechende Teilsystem ist in Abbildung C.1 dargestellt.

Die Darstellungen hier sind durch die Untersuchungen von *Gaudet* und *Stolz* motiviert. Die Ermittlung der Lösungen zu den Reaktionsgrößen des zweifach unbestimmten Trag-

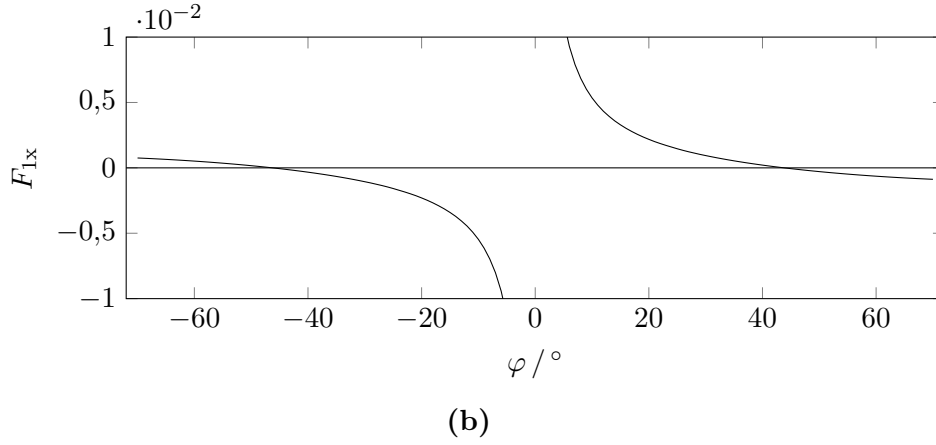
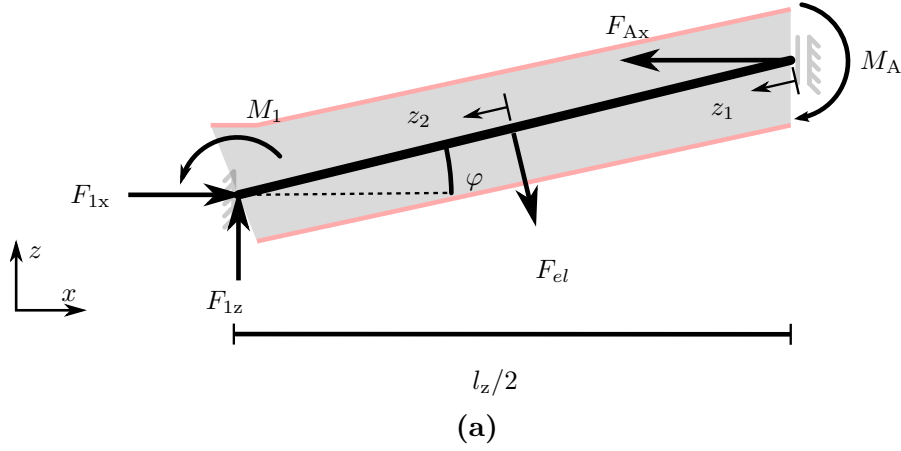


Abb. C.1.: *Ergebnisse eines reduzierten Tragwerkmodells: a: Darstellung der Tragwerksnäherung einer einzelnen Elektrode für positive Geometriewinkel $\varphi > 0$; b: qualitativer Verlauf der lateralen Kraft F_{1x} bei Variation des Geometriewinkels*

werks kann analog zum Vorgehen in Abschnitt 3.2.1 durch Anwendung des Prinzips von *Castigliano* gefunden werden. Die Biegemomente der beiden Tragwerksabschnitte sowie deren Längen werden wie zuvor definiert. Die fundamentalen Gleichgewichtsbedingungen werden angepasst formuliert:

$$\sum F \vec{e}_x : 0 = -F_{Ax} + F_{1x} + F_{el} \sin \varphi \quad (C.4)$$

$$\sum F \vec{e}_z : 0 = -F_{1z} + F_{el} \cos \varphi \quad (C.5)$$

$$\sum M^{(1)} : 0 = M_A - M_1 + F_{Ax} \frac{l_z}{2} \tan \varphi + F_{el} \frac{l_z - 2d_{el}}{4 \cos \varphi} \quad (C.6)$$

Im Ergebnis kann für die Kraft F_{1x} folgender Ausdruck angegeben werden:

$$F_{1x} = -\frac{1}{2} F_{el} \left(-\frac{3d_{el}}{l_z} + \sin^{-1} \varphi - 2 \sin \varphi + \frac{4d_{el}^3 \sin^2 \varphi}{l_z^3} \right) \quad (C.7)$$

Diese Kraft führt modellhaft mit ihrer Wirkung senkrecht zum Schichtquerschnitt der Elektrode (yz-Ebene) zu einer Schichtspannung, die dann eine Krümmung der gesamten Aktorzelle bewirkt respektive beeinflusst. In Abbildung C.1b ist der Verlauf dieser Kraft bei Variation des Geometriewinkels dargestellt. Es zeigt sich ein gegen unendlich

strebender Betrag für $\varphi \rightarrow 0$ und einen Betrag von Null für $\varphi \approx 45^\circ$. Beide Charakteristika können in dem Zusammenhang in Abbildung 3.3 noch erahnt werden. Wobei dort lediglich der Vorteil besonders kleiner ($\varphi < 15^\circ$) und besonders großer Winkel $\varphi > 55^\circ$ im Vergleich deutlich werden soll. Während die Darstellung in Abbildung C.1b bereits eine Asymmetrie bezüglich des Vorzeichens von φ erahnen lässt, ist die stets positive Krümmung nach Abbildung 3.3 für $\varphi < 0$ noch nicht abbildbar. Eine solche stets positive Krümmung wird erst durch die erweiterte Betrachtung des Tragwerks mit den entsprechenden Randbedingungen (d'_s) induziert.

C.3. Dissipative Energie

Im Folgenden wird die Gesamtenergiebilanz beim Laden einer elektrischen Kapazität C über einen Vorwiderstand R_{vor} mit einer Spannungsquelle der Spannung U_0 dargestellt. Für den vom Verlauf der Zeit t abhängigen Strom gilt:

$$I_{\text{el}} = I_0 e^{-t/(R_{\text{vor}}C)} \quad \text{mit} \quad I_0 = \frac{U_0}{R_{\text{vor}}} \quad (\text{C.8})$$

Ebenso ergeben sich zeitabhängige Verläufe für die Spannung. An Kapazität respektive Vorwiderstand gelten:

$$U|_C = U_0 \left(1 - e^{-t/(R_{\text{vor}}C)}\right) \quad (\text{C.9})$$

$$U|_{R_{\text{vor}}} = U_0 - U|_C = U_0 e^{-t/(R_{\text{vor}}C)} \quad (\text{C.10})$$

Für die in beiden Elementen umgesetzten Energien gilt:

$$E_{\text{el}} = \int_0^t U \cdot I_{\text{el}} dt \quad (\text{C.11})$$

Dabei ist die insgesamt von der Quelle aufzubringende Energie, die Summe der Energien in beiden Elementen:

$$E_{\text{ges}} = E_{\text{el}}|_C + E_{\text{el}}|_{R_{\text{vor}}} \quad (\text{C.12})$$

Für eine gegenüber der Zeitkonstante des Systems aus den beiden Elementen große Zeit $t \gg R_{\text{vor}}C$ ergibt sich für das Verhältnis der Energien in beiden Elementen stets:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{E_{\text{el}}|_C}{E_{\text{el}}|_{R_{\text{vor}}}} = 1 \quad (\text{C.13})$$

Diese Aussage gilt völlig unabhängig von den Werten des Vorwiderstands oder der Kapazität. Daraus resultiert, dass die Energiequelle stets die doppelte der in der Kapazität gespeicherten Energie aufbringen muss, wenn ein ohmscher Vorwiderstand zum Laden der Kapazität verwendet wird. Ein solcher ergibt sich beispielsweise schon allein aufgrund von Zuleitungswiderständen.

C.4. Spannungsabfall entlang eines Balkenaktors

An dieser Stelle wird ein Modell zur Abschätzung des Spannungsabfalls entlang eines Aktors, auf Basis der Überlegungen von *Schimmanz* [129], gebildet. Das Modell bezieht sich auf das in Abschnitt 3.4 vorgestellte Ersatzmodell und greift den dort mit

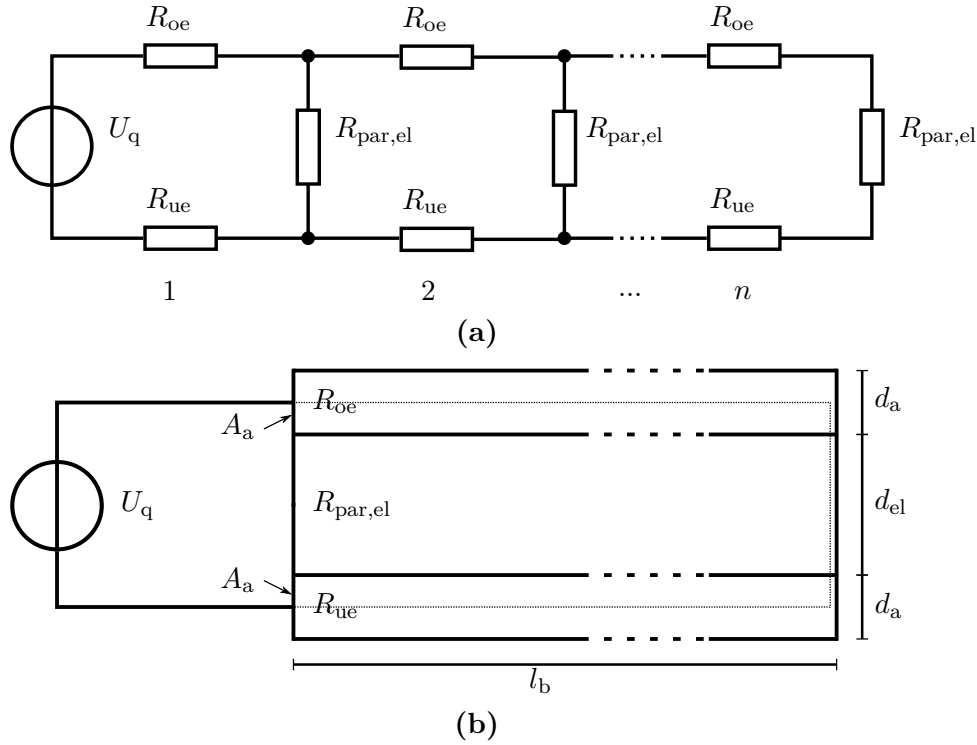


Abb. C.2.: Modell zur Abschätzung des Spannungsabfalls entlang eines ausgedehnten Aktors: **a:** Reihenschaltung von Aktorzellen; **b:** kontinuierliches Modell von a mit einer Breite b senkrecht zur Zeichenebene, die gepunktete Linie zeigt den angenommenen Strompfad

Elektrodenpalt bezeichneten Bereich auf. Die Abbildung C.2a zeigt schematisch die Aneinanderreihung von Aktorzellen. Darin wurde die Kapazität C_{el} entfernt, da ein statisches Regime betrachtet wird. Abgeleitet von diesem ist in Abbildung C.2b eine kontinuierliche Darstellung gezeigt, die einen kompletten Aktor der Länge l_b abbildet und den weiteren Überlegungen als Grundlage dienen soll.

Die gepunktete Linie in Abbildung C.2b zeigt den angenommenen Strompfad. Vereinfachend wird der Widerstand der beiden Elektroden OE und UE gleich gesetzt, sodass auch deren Dicken d_a und damit deren Querschnitte A_a gleich sind. Weiterhin wird angenommen, dass diese Querschnitte ideal leitfähig sind. Der spezifische elektrische Widerstand der Elektroden wird zu $\rho_{el,TiAl}$ und der für den Elektrodenzwischenraum zu $\rho_{par,el}$ angenommen. Es gilt somit für die Widerstände in Abhängigkeit der Geometrie:

$$R_{oe} = R_{ue} = \rho_{el,TiAl} \frac{l_b}{d_a b} \quad (C.14)$$

$$R_{par,el} = \rho_{par,el} \frac{d_{el}}{l_b b} \quad (C.15)$$

Für den Strom entlang des erwähnten Pfades gilt nun:

$$I = \frac{U_q}{2R_{oe} + R_{par,el}} \quad (C.16)$$

Die Länge des Aktors l_b setzt sich aus n diskreten Aktorzellen der Länge l_z zusammen. Somit gilt dann für den Spannungsabfall $U_{par,el}(n)$ an der n -ten Zelle:

$$U_{par,el}(n) = \frac{U_q}{1 + 2 \frac{\rho_{el,TiAl}}{\rho_{par,el}} \frac{n^2 l_z^2}{d_a d_{el}}} \quad (C.17)$$

Die Gleichung (C.17) impliziert zahlreiche Annahmen. Dennoch zeigt sie das asymptotisch erwartete Verhalten entsprechend:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} U_{\text{par,el}}(n) = 0 \quad (\text{C.18})$$

Demnach tendiert die Spannung über den Elektrodenspalt an der letzten Zelle eines unendlich langen Aktors gegen Null.

Neben der hier gezeigten Näherung nach Gleichung (C.17) ist auch eine analytische Berechnung möglich. Deren Komplexität nimmt jedoch mit der Zellanzahl zu und ist damit für typische Zellanzahlen $n \gg 10$ für eine Untersuchung nicht praktikabel. Ein Beispiel für $n = 7$ und $R_{\text{ue}} = 0$ sei einzig zur Veranschaulichung gegeben:

$$U_{\text{par,el}}(n = 7) = \frac{U_{\text{q}} R_{\text{par,el}}}{15 R_{\text{par,el}}^2 R_{\text{oe}}^2 + 10 R_{\text{par,el}}^3 R_{\text{oe}} + R_{\text{par,el}}^4 + R_{\text{oe}}^4 + 7 R_{\text{par,el}} R_{\text{oe}}^3} \quad (\text{C.19})$$

D. Ergänzung zur Simulation

D.1. Verwendete Materialparameter

Den FEM-Modellen liegen die in Tabelle D.1 gelisteten Materialparameter zugrunde. Darin beziehen sich die Indizes der mechanischen Parameter auf die Richtungen im kartesischen Koordinatensystem. Als Bezugstemperatur ist die Standardtemperatur gewählt. Alle Werte sind in der betrachteten Temperaturintervallgröße $|\Delta T| < 20$ K als konstant angenommen.

Tab. D.1.: Übersicht der verwendeten Materialparameter

Material	mechanisch	elektrisch
Si {100} / $\langle 110 \rangle$ einkristallines Silizium	$E_x = E_y = 169$ GPa; $E_z = 130$ GPa $\nu_{yz} = 0,36$; $\nu_{zx} = 0,28$; $\nu_{xy} = 0,064$ $G_{yz} = G_{zx} = 79,6$ GPa; $G_{xy} = 50,9$ GPa $\alpha_\varepsilon = 2,6 \cdot 10^{-6}$ K $^{-1}$	$\rho_{el} = 2,5 \cdot 10^{-2}$ Ω cm hochdotierter Halbleiter
TiAl Titanaluminid	$E_x = E_y = E_z = 140$ GPa $\nu_{yz} = \nu_{zx} = \nu_{xy} = 0,25$ $G_{yz} = G_{zx} = G_{xy} = 56$ GPa $\alpha_\varepsilon = 10,3 \cdot 10^{-6}$ K $^{-1}$	$\rho_{el} = 2 \cdot 10^{-4}$ Ω cm Metall
Al ₂ O ₃ Aluminiumoxid	$E_x = E_y = E_z = 266$ GPa $\nu_{yz} = \nu_{zx} = \nu_{xy} = 0,25$ $G_{yz} = G_{zx} = G_{xy} = 106,4$ GPa $\alpha_\varepsilon = 6,5 \cdot 10^{-6}$ K $^{-1}$	$\rho_{el} = 2 \cdot 10^{13}$ Ω cm $\varepsilon_r = 9,1$ Dielektrikum
SiO _x Siliziumoxid	$E_x = E_y = E_z = 70$ GPa $\nu_{yz} = \nu_{zx} = \nu_{xy} = 0,17$ $G_{yz} = G_{zx} = G_{xy} = 29,9$ GPa $\alpha_\varepsilon = 0,5 \cdot 10^{-6}$ K $^{-1}$	$\rho_{el} > 1 \cdot 10^{14}$ Ω cm $\varepsilon_r = 3,9$ Dielektrikum

Für das Material des einkristallinen Siliziums werden anisotrope mechanische Parameter berücksichtigt. Sie ergeben sich entsprechend dem verwendeten Substrat einer {100}-orientierten Scheibenoberfläche und paralleler Ausrichtung der Strukturen zur $\langle 110 \rangle$ -Richtung (s. auch Abschnitt 4.2). Für alle anderen Materialien wird isotropes Verhalten angenommen. Die Parameter Elastizitätsmodul und Ausdehnungskoeffizient wurden von TiAl und Al₂O₃ durch Messungen bestimmt, alle weiteren Parameter sind einer Fraunhofer IPMS eigenen Datenbank entnommen.

Es müssen für die Materialien TiAl, Al₂O₃ und SiO₂ mechanische Eigenspannungen angenommen werden. Die Werte von TiAl und Al₂O₃ wurden am Fraunhofer IPMS mittels Zweischichtstapeln von Schicht und Siliziumsubstrat gemessen. Sie sind zum

Teil eine Funktion der jeweiligen Schichtdicke d . Der bei TiAl zusätzlich angegebene Eigenspannungsgradient wurde am IPMS ermittelt.

Das einkristalline Silizium des Substrates selbst kann als nahezu frei von Eigenspannungen angenommen werden. Dennoch wird eine Vorverkrümmung festgestellt, die beispielsweise durch Bearbeitungsschritte hervorgerufen werden kann. Um ausgehend von einer flachen Scheibe mit rechteckigem Querschnitt eine in Messungen ermittelte Vorverkrümmung zu bewirken, kann geometrieabhängig eine äquivalente Eigenspannungsverteilung gefunden werden. Ein Beispiel für eine homogene Schichtdicke des Substrates von $d_s = 30 \mu\text{m}$ ist in Tabelle D.2 gelistet.

Der Eigenspannungsgradient wird wie folgt modelliert:

$$\sigma_{\text{grad}} = Ae^{-Bz} \quad (\text{D.1})$$

Der Eigenspannungswert aufgrund des Gradienten σ_{grad} entspricht für $z = 0$ dem Wert von A für die erste infinitesimal abgeschiedene Schicht und nimmt danach exponentiell für jede weitere Schichtlage ab. Das Integral des Gradientenanteils überlagert sich dem von z unabhängigen Spannungen $\sigma_{\text{in},0}$ aller einzelnen Schichtlagen zur integralen Eigenspannung σ_{in} :

$$\sigma_{\text{in}} = \sigma_{\text{in},0} + \int_0^{d_s} \sigma_{\text{grad}} dz \quad (\text{D.2})$$

Eine schematische Darstellung zu den Zusammenhängen zeigt Abbildung D.1.

Allen Absolutwerten der integralen Eigenspannungen sind Unsicherheiten in der Größenordnung von 10 MPa eigen und durch die Messmethodik begründet. Der für viele Schichtabscheidungsprozesse begründbare Eigenspannungsgradient ist nach Erfahrung am Fraunhofer IPMS nicht nur von den zeitlich veränderlichen Prozessbedingungen in der Abscheideanlage abhängig, sondern zusätzlich auch von der Beschaffenheit der Grenzschicht zwischen Substrat und abgeschiedener Schicht. Bei einem Mehrfachschichtstapel unterscheiden sich die Grenzflächen und erhöhen die oben genannte Unsicherheit hin zu einigen zehn MPa.

Tab. D.2.: Übersicht der verwendeten Werte für Eigenspannungen: (*) Für das Material Silizium ist eine äquivalente Eigenspannungsverteilung für eine Substratdicke von $d_s = 30 \mu\text{m}$ angegeben, die die gemessene Vorverkrümmung des Einkristalls bewirkt

Materialname	mechanische Eigenspannung
Si {100} / <110> einkristallines Silizium *	integral: $\sigma_{\text{in}} = -0,01 \text{ MPa}$ graduell: $A = -0,12 \text{ MPa}$, $B = 1/96,4 \text{ MPa nm}^{-1}$
TiAl Titanaluminid	integral: $\sigma_{\text{in}} = -509 e^{d/(203 \text{ nm})} + 373 \text{ MPa}$ graduell: $A = 187 \text{ MPa}$, $B = 1/96,4 \text{ MPa nm}^{-1}$
Al ₂ O ₃ Aluminiumoxid	integral: $\sigma_{\text{in}} = 150 \text{ MPa}$
SiO ₂ Siliziumoxid	integral: $\sigma_{\text{in}} = -80 \text{ MPa}$

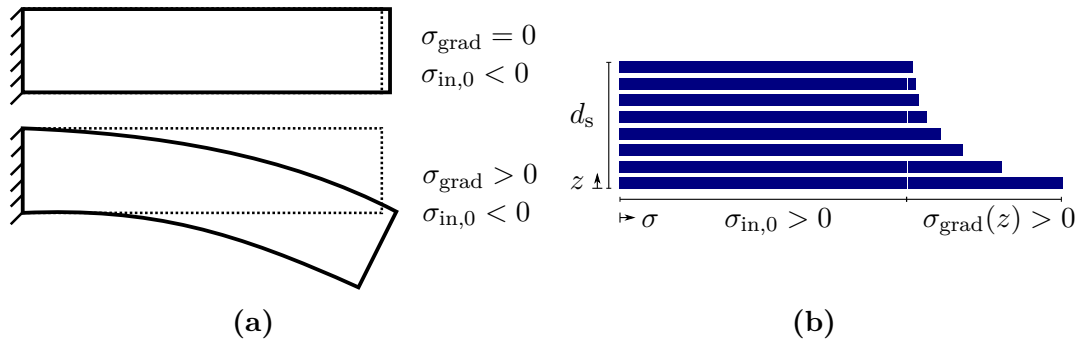


Abb. D.1.: Darstellung mechanischer Eigenspannungen: **a:** Ein homogener Kragbalken krümmt sich einzig für $\sigma_{\text{grad}} \neq 0$, die gepunkteten Figuren deuten einen spannungsfreien Ausgangszustand an; **b:** Darstellung zu den Anteilen an der mechanischen Eigenspannung von Schichtlagen

D.2. Grafiken zu Optimierungsergebnissen

Variation der Substratdicke

Der in Abschnitt 2.3.1 in Gleichung (2.27) angegebene Zusammenhang kann auch mithilfe einiger Optimierungsdurchläufe nachgewiesen werden. Die Abbildung D.2a zeigt den Zusammenhang zwischen Substratdicke d_s und maximal gefundener Krümmung eines zugehörigen Optimierungsdurchlaufes zum fertigbaren Modell, wie in Abschnitt 5.7.3 beschrieben. Die Abweichung zum theoretischen Zusammenhang beträgt weniger als 5 % und liegt damit innerhalb der Unsicherheit der Konvergenz von den einzelnen Optimierungsdurchläufen. Die Abbildungen D.2b bis D.2d zeigen die normierten Größen der optimierten Parameter in der gleichen Abhängigkeit.

Einfluss der Zelllänge

Mithilfe der umfangreichen Parametersätze eines Optimierungsdurchlaufes lässt sich auch der Zusammenhang zwischen Zelllänge und maximaler Krümmung anschaulich darstellen. Abbildung D.3 zeigt den gleichen Datensatz wie 5.14a nun in dem eben beschriebenen Zusammenhang. Es wird deutlich, dass mit zunehmender Zelllänge die maximal mögliche Krümmung überproportional ansteigt.

Einfluss der Dicke der aktiven Elektrode

Plausible Tendenzen können bei Variation der Dicke der oberen Elektrode für die maximal gefundene Krümmung bei ansonsten identischen Randbedingungen gefunden werden. Mit steigendem Verhältnis $v_d = d_a/d_s$ nimmt die gefundene maximal mögliche Krümmung stetig zu (s. Abbildung D.4a). Hierbei wird erneut eine Korrelation zur Zelllänge deutlich, wonach diese mit zunehmender Dicke der oberen Elektrode stetig zunimmt. Erst dadurch wird mutmaßlich ein Verhältnis $U/U_{\text{Pull-In}} \approx 1$ wiederhergestellt und damit eine höhere Leistungsfähigkeit überhaupt erst ermöglicht. Zahlreiche weitere Abhängigkeiten der Parameter untereinander und insbesondere die komplexe Modellierung der oberen Elektrode lassen keine analytische Beschreibung des Zusammenhangs zu.

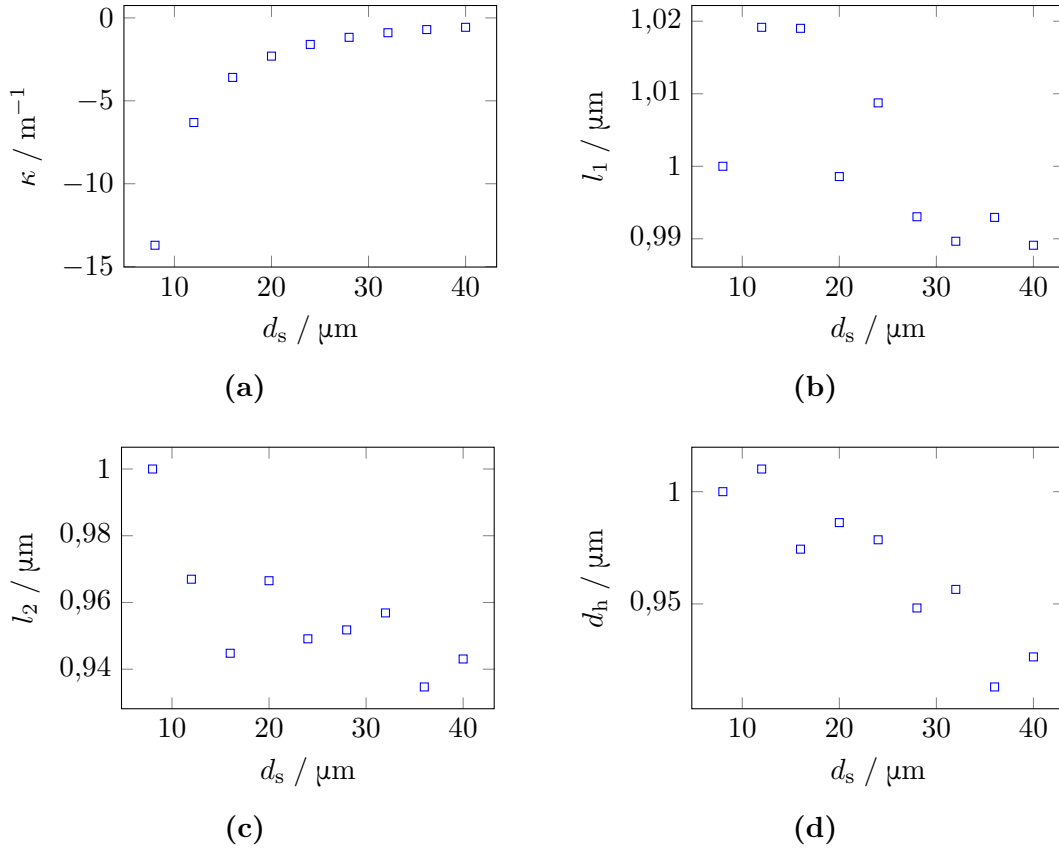


Abb. D.2.: Grafiken der Optimierungsdurchläufe mit variiertem Substratdicke einer fertigen Geometrie: Jeweils in Abhängigkeit der Substratdicke d_s : **a:** maximale Krümmung κ des besten Parametersatzes; **b:** Länge l_1 ; **c:** Länge l_2 ; **d:** Höhe d_h ; Schema zu Abmessungen in Abbildung 5.13 dargestellt

Einfluss der zulässigen maximalen elektrischen Antriebsspannung

Eine übergeordnete Randbedingung ist die der elektrischen Antriebsspannung, woraus sich in Verbindung mit dem minimalen Elektrodenabstand die maximal verfügbare *Coulomb*-Kraft ergibt. Unter ansonsten identischen Randbedingungen lässt sich ein näherungsweise linearer Zusammenhang zwischen maximal zu findender absoluter Krümmung und Antriebsspannung $\kappa \propto U$ feststellen (s. Abbildung D.4b).

Parameterkorrelationen

Bei vielen der durchgeführten Optimierungen werden Korrelationen der zu optimierenden Parameter offensichtlich. Im Falle einer Λ -Geometrie oder V-Geometrie kann gefunden werden, dass der Geometriewinkel φ der oberen Elektrode proportional zur Zelllänge l_z ist. Dieser in Abbildung D.5a dargestellte Zusammenhang kann verstanden werden, wenn sowohl eine zunehmende Zelllänge als auch ein abnehmender Geometriewinkel (abhängig vom Ausgangspunkt) zu einer höheren Leistungsfähigkeit im Sinne der Krümmung und gleichzeitig zu einer kleineren zulässigen maximalen Antriebsspannung führen. Mithin liegt die Leistungsfähigkeit eines Parametersatzes umso näher am eigenen Maximum je näher die vorgegebene Antriebsspannung an der Pull-In-Spannung eben dieses Parametersatzes liegt. In der Summe lässt sich die eingangs beschriebene Korrelation zwischen Geometriewinkel und Zelllänge ermitteln, sodass sich für die

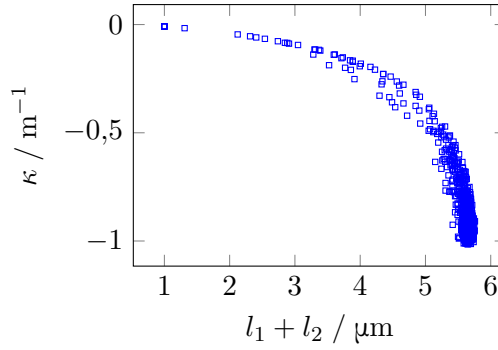


Abb. D.3.: Grafiken der Optimierungsdurchläufe zum Einfluss der Zelllänge: Mit steigender maximaler Zelllänge ergibt sich ein überproportional ansteigender Betrag der maximal möglichen Krümmung, für den Datensatz gilt eine Auswahl $0,50 \mu\text{m} \leq d_h \leq 0,55 \mu\text{m}$

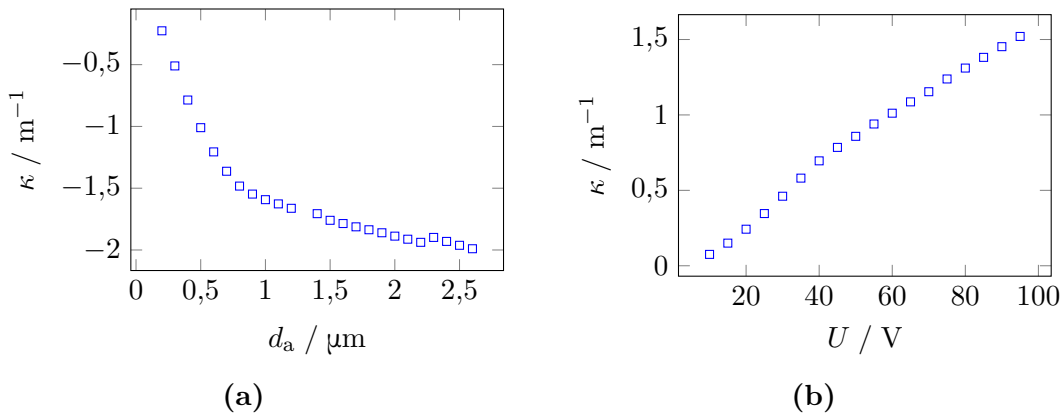


Abb. D.4.: Grafiken der Optimierungsdurchläufe mit variiertem Elektrodendicke und variiertem Antriebsspannung (fertigbares Modell): Jeweils Zusammenhang zwischen maximal gefundener Krümmung und **a**: Dicke der aktiven (oberen) Elektrode; **b**: respektive elektrischer Antriebsspannung

Parametersätze mit höchster Leistungsfähigkeit stets ein Verhältnis $U/U_{\text{Pull-In}} \approx 1$ ergibt. Aufgrund weiterer Zusammenhänge der einzelnen Parametersätze lässt sich eine derartige Korrelation einzig in einem begrenzten Parameterraum und nicht global im gesamten denkbaren Parameterraum beobachten.

Die im vorangegangenen Absatz beschriebenen Beobachtungen lassen sich auch in gleicher Weise für die O-Geometrie feststellen. Demnach korreliert hier die Zelllänge mit dem Radius der Biegung der Topografie und damit insbesondere der oberen Elektrode (s. Abbildung D.5b). Für größere Radien ergeben sich geringere maximal zulässige Zelllängen und umgekehrt. Der Zusammenhang hier ist nichtlinear, da bei konstantem Radius aber veränderter Zelllänge ebenfalls der äquivalente Geometriewinkel der oberen Elektrode verändert wird.

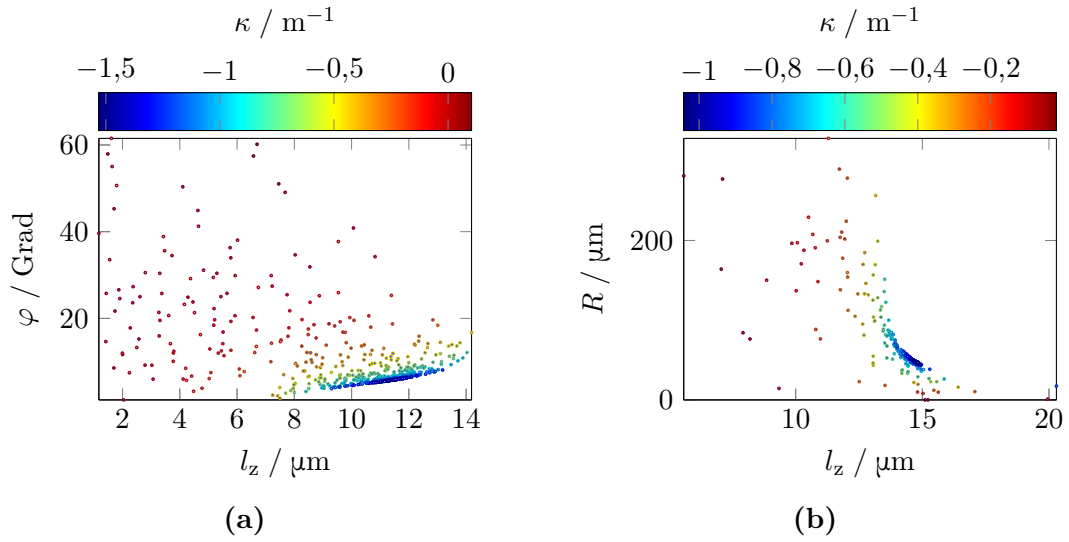


Abb. D.5.: Grafiken der Optimierungsdurchläufe und offensichtliche Parameterkorrelationen: **a:** Λ -Geometrie oder V-Geometrie mit offensichtlicher Korrelation zwischen Geometriewinkel φ der oberen Elektrode und der Zelllänge; **b:** Im Falle der O-Geometrie korrelieren der Radius der Biegung der Topografie und die Zelllänge

Thesen

1. Das neuartige Aktorprinzip ist anhand der gefertigten Strukturen nachgewiesen. Demgegenüber sind parasitäre Anregungen an diesen Strukturen vernachlässigbar. Die Aktoren weisen eine hohe Zuverlässigkeit auf und können zum derzeitigen Stand als ermüdungsfrei bezeichnet werden. Die vollständige Entfernung der Opferschicht ist grundlegend für die ebenso vollständige Wirksamkeit des neuartigen Aktorprinzipes.
2. Das neuartige elektrostatische Aktorprinzip wird als Lösungsansatz der Pull-In-Problematik verstanden. Dies wird durch das grundlegende Hebelprinzip bewerkstelligt.
3. Das neuartige Aktorprinzip kann durch eine Tragwerknäherung qualitativ vollständig abgebildet werden. Demnach ist die Mikromechanik der Elektrodengestalt bestimmend für die Leistungsfähigkeit der Aktoren.
4. Das Verhalten von Aktoren basierend auf dem neuartigen Prinzip kann durch einen Zweischichtaktor äquivalent nachgebildet werden. Dies umfasst insbesondere das Skalierungsverhalten bei Änderung geometrischer Parameter.
5. Die Charakterisierungsergebnisse real gefertigter Aktoren verifizieren und validieren die FEM-Modelle. Damit sind leistungsfähige Werkzeuge für den Entwurf und die Weiterentwicklung der neuartigen Aktoren gegeben.
6. Besonders effektive und effiziente Aktoren besitzen eine Λ -Geometrie mit geringem Anstellwinkel der beweglichen Elektrode. Dies konnte auch in den Optimierungsdurchläufen auf Basis der FEM-Modelle gezeigt werden. Die Leistungsfähigkeit kann weiter gesteigert werden durch eine lokale Versteifung der beweglichen Elektrode.
7. Alle untersuchten Aktorgeometrien können stets näherungsweise auf eine Λ -Geometrie mit äquivalenten Geometriewinkel zurückgeführt werden. Dadurch kann das Verhalten bereits qualitativ abgeschätzt werden.
8. Die Leistungsfähigkeit der neuartigen Aktorklasse für Bewegungen aus der Ebene heraus entspricht perspektivisch der von Piezoaktoren mit vergleichbaren Abmessungen auf Basis von Aluminiumnitrid. Gegenüber diesen Aktoren sind keine Hystereseeffekte, Depolarisationen oder Schichtdegradationen zu erwarten, wodurch die neuartigen Aktoren als attraktive Alternative erscheint.